

**Kurzzeit-Röntgenbeugung
mit Hilfe einer
Effizienz-optimierten, hochrepetierenden
Laser-Plasma-Röntgenquelle**

Vom Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von

Herrn Stephan Kähle,
geboren am 23.07.1976 in Essen

Referent: Prof. Dr. D. von der Linde

Korreferent: Prof. Dr. M. Schleberger

Tag der mündlichen Prüfung: 23.04.2009

INHALTSVERZEICHNIS:

1. EINLEITUNG: ULTRAKURZE RÖNTGENPHYSIK	- 1 -
1.1 ZIELSETZUNG UND STRUKTUR DIESER ARBEIT	- 4 -
2. ERZEUGUNG ULTRAKURZER RÖNTGENIMPULSE IM KEV- REGIME.....	- 6 -
2.1 BESCHLEUNIGER BASIERTE KURZZEIT- RÖNTGENQUELLEN	- 7 -
2.2 LASER GETRIEBENE KURZZEIT- RÖNTGENQUELLEN	- 11 -
2.3 LASERPLASMA- RÖNTGENQUELLEN	- 14 -
2.3.1 Laserplasma-Röntgenquellen mit niedriger Repetitionsraten	- 20 -
2.3.2 Laserplasma- Röntgenquellen mit hoher Repetitionsrate.....	- 24 -
2.3.3 Vergleich der Laserplasma- Quellen	- 30 -
3. EXPERIMENTELLE VORAUSSETZUNGEN	- 34 -
3.1 KHZ- LASERSYSTEM.....	- 35 -
3.1.1 Ausgangslage.....	- 35 -
3.1.2 Maßnahmen zur Erhöhung der Impulsenergie	- 38 -
3.1.3 Maßnahmen zur Verbesserung der zeitlichen Struktur der Impulse.....	- 40 -
3.1.4 Charakterisierung der Laserimpulse	- 45 -
3.2 KHZ- RÖNTGENQUELLE.....	- 47 -
3.2.1 Fokussierung der Laserimpulse	- 49 -
3.2.2 Draht- Target & -Mechanik.....	- 52 -
3.2.2 1:1 Abbildung der Röntgenstrahlen -emittierenden Fläche	- 56 -
3.2.4 Röntgendetektion	- 66 -
4. EXPERIMENTELLE BEFUNDE ZUR OPTIMIERUNG DER RÖNTGENQUELLE	- 72 -
4.1 ANALYSE DER RÖNTGENSTRAHLUNG.....	- 75 -
4.2 VARIATIONEN DER SPITZENINTENSITÄT DER LASERSTRAHLUNG	- 80 -
4.3 BEEINFLUSSUNG DER PLASMASKALENLÄNGE	- 85 -
4.4 PHASENMODULATION DES LASERIMPULSES	- 90 -
4.5 STABILITÄT UND NORMIERBARKEIT DES BEUGUNGSSIGNALS	- 97 -
5. ZEITAUFGELÖSTE EXPERIMENTE	- 104 -
5.1 RÄUMLICHER UND ZEITLICHER ÜBERLAPP ZWISCHEN OPTISCHEN ANREGE- UND RÖNTGEN-ABFRAGE IMPULSEN	- 106 -
5.2 ZEITAUFGELÖSTE MESSUNG AKUSTISCHER WELLEN IN DÜNNEN GERMANIUM- FILMEN NACH MODERATER OPTISCHER ANREGUNG	- 109 -
5.2.1 Stand der Forschung.....	- 114 -
5.2.2 Zeitaufgelöste Messungen akustischen Wellen bei schwacher Anregung.....	- 119 -

5.2.3 Messungen zum Beitrag des elektronischen Drucks.....	- 123 -
6. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	- 127 -
6.1 ZUSAMMENFASSUNG	- 127 -
6.2 AUSBLICK.....	- 130 -
APPENDIX	- 132 -
A.1 ROUTINE ZUM EINSTELLEN DES ÜBERLAPPS ZWISCHEN OPTISCHEM ANREGES- UND RÖNTGEN-ABFRAGE IMPULS	- 132 -
A.2 ABSCHÄTZUNG DER DRUCKBEITRÄGE NACH THOMSON	- 134 -
A.3 SIMULATION DER AKUSTISCHEN WELLEN.....	- 136 -
A.3 RÖNTGENBEUGUNGSKURVEN	- 137 -
A.4 FILTERKURVEN	- 139 -
A.5 AUSWERTUNG DER RÖNTGENSPEKTREN	- 141 -
A.5.1 Benutzeroberfläche	- 141 -
A.5.2 Matlab- Quellcode	- 142 -
LITERATURVERZEICHNIS.....	- 146 -

1. Einleitung: Ultrakurze Röntgenphysik

In der nun über 100-jährigen Geschichte der Röntgenstrahlen haben sich sowohl die Methodik als auch die zu untersuchenden Fragestellungen kontinuierlich weiterentwickelt.

Nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung von Wilhelm Conrad Röntgen im Jahre 1895 [Roe95] erkannte Röntgen, dass diese neuartige Strahlung viele Materialien durchdringt und es ihm nicht möglich war, diese Strahlung zu reflektieren, zu brechen oder zu beugen. Im Jahre 1912 stellte Max von Laue [Lau12] die These auf, dass die Beugung der Röntgenstrahlen aufgrund ihrer kurzen Wellenlänge bisher misslang, die Natur aber geeignete enge Gitter in der Form von Kristallen anbietet. Mit einem Experiment an NaCl-Scheibchen [Lau13] gelang dann erstmals der Nachweis, dass Röntgenstrahlen durch ein Kristallgitter gebeugt werden: Auf einer hinter dem Kristall angeordneten fotografischen Platte wurde Intensität nicht nur in Richtung des direkt transmittierten Strahles detektiert, sondern auch in anderen, wohldefinierten Richtungen (in regelmäßiger Anordnung um den direkten Strahl). Wenig später deutete Bragg diesen Versuch mit seinem bekannten Beugungsgesetz [Bra14], welches einen Zusammenhang zwischen der Distanz der beugenden Ebenen und der Wellenlänge der gebeugten Röntgenstrahlung herstellt. Schon damals setzte sich damit die Erkenntnis durch, dass die Wellenlänge ungefähr so groß sein muss, wie der Abstand der Kristallebenen.

Heute weiß man, dass sich die charakteristischen Längen der atomaren Struktur durch den Bohrschen Radius von 0,5 Ångström ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$) definieren. Abstände von Gitternetzebenen in Kristallen belaufen sich auf einige Å.

Um nun Strukturen mit solch winzigen Abständen zu untersuchen, benötigt man Strahlung mit ähnlicher Länge. Neben den oben erwähnten Röntgenstrahlen kommen dafür Neutronen und Elektronen in Frage. Da sich diese Arbeit mit in Laser-Plasmen erzeugten Röntgenstrahlen beschäftigt, beschränkt man sich hier auf Röntgenstrahlung.

Aufgrund der relativ einfachen Verfügbarkeit von Röntgenstrahlen auch schon am Anfang des 20. Jahrhunderts entwickelte sich rasch eine Vielzahl von Anwendungen in der Physik, der Chemie und den Ingenieurwissenschaften, der Biologie sowie der Medizin. In den beiden letztgenannten Gebieten sind radiologische Aufnahmen von großem Interesse. In der Chemie und der Physik sind Verfahren wie das Laueverfahren, die Debye-Scherrer-Methode (Pulververfahren) sowie das Drehkristallverfahren zur Strukturanalyse anhand der Beugung der Röntgenstrahlung an den Kristallebenen von großem Interesse. Andere Verfahren dienen der Untersuchung chemischer Zusammensetzungen und der lokalen Bindungsverhältnisse

durch die Analyse der elementspezifischen Absorption der Röntgenstrahlung (Absorptionsanalyse), insbesondere an den charakteristischen Absorptionskanten (EXAFS etc.), durch Photoemission (Photoelektronenspektroskopie) und durch die Anregung von Eigenstrahlung (Röntgenfluoreszenzanalyse). Die hier erwähnten Verfahren, insbesondere die Röntgenbeugung, ermöglichen also Untersuchungen mit räumlicher Auflösung auf atomarer Skala. Ihnen allen ist darüber hinaus gemeinsam, dass sie im Wesentlichen nur statische Informationen liefern.

Der Begriff „atomare Auflösung“ hat aber auch eine zeitliche Dimension, welche sich aus der typischen Zeitskala ergibt, auf der elementare Bewegungen von Atomen, wie zum Beispiel Schwingungen in Molekülen oder Festkörpern, erfolgen. Diese Zeitskala ist der Femto- bis Pikosekundenbereich ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$, $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$). Seit mehr als 25 Jahren ist man in der Lage, mit Hilfe der optischen Spektroskopie in diesem Zeitbereich Untersuchungen durchzuführen. Der Nobelpreis für Chemie des Jahres 1999 für Ahmed Zewail und seine Arbeiten zur Femtosekundenchemie [Zew96] zeigt eindrucksvoll, von welch hohem Interesse Experimente mit dieser ultrakurzen Zeitauflösung sind. Mit rein optischen Methoden gewinnt man jedoch nur indirekt strukturelle Informationen, z. B. über die Position von Atomen, da optische Strahlung (typische Wellenlänge $0,5 \text{ }\mu\text{m}$) nur mit den äußeren Elektronen, in Festkörpern z. B. den delokalisierten Valenz- oder Leitungsbandelektronen, wechselwirkt. Selbst „vibrationsempfindliche“ Methoden, wie die Raman- oder Infrarot-Absorptionsspektroskopie liefern nur eingeschränkte Informationen über Position und Bewegung von Atomen.

In den letzten Jahren hat eine Entwicklung eingesetzt, die Röntgenstrukturanalyse mit den Methoden der Ultrakurzzeitphysik zu kombinieren, um so räumliche und zeitliche Auflösung auf atomarer Skala zu verbinden. Das Ziel dieser Bemühungen ist es, atomare Bewegungen direkt zu beobachten, z. B. Schwingungen in Molekülen und Festkörpern, das Aufbrechen von Bindungen bzw. deren Bildung oder strukturelle Phasenübergänge.

Meist bedient man sich dabei der sogenannten Anrege-Abfrage-Technik (einem Standardverfahren der optischen Ultrakurzzeitspektroskopie): Die zu untersuchende Probe wird meist mit optischer Strahlung angeregt und ein Röntgenabfrageimpuls testet den Momentanzustand der angeregten Probe. Die zeitliche Auflösung solcher Anrege-Abfrage- (engl. *pump-probe*) Experimente wird durch die Impulsdauer der einzelnen Impulse bestimmt. Ultrakurze optische Impulse mit Impulsdauern im Femtosekundenbereich stehen seit mehr als

20 Jahren zur Verfügung (Stand der Technik im optischen Bereich sind Impulse von wenigen Femtosekunden Dauer). Schwieriger gestaltet sich die Erzeugung entsprechend kurzer Röntgenimpulse. Zur Zeit werden große technologische als auch finanzielle Anstrengungen unternommen, leistungsfähige Ultrakurzpuls-Röntgenquellen im keV-Regime mit hoher Brillanz und Stabilität zur Verfügung zu stellen. Um dieses Ziel zu erreichen, wurden und werden verschiedene Wege eingeschlagen. Auch diese Arbeit beschäftigt sich mit der Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse und deren Anwendung in zeitaufgelösten Beugungsexperimenten. Im nächsten Unterkapitel wird die Zielsetzung dieser Arbeit sowie ihre Struktur näher diskutiert werden.

1.1 Zielsetzung und Struktur dieser Arbeit

Hauptgegenstand dieser Arbeit ist der Aufbau einer leistungsfähigen Ultrakurzimpuls Laborröntgenquelle und die Demonstration ihrer Tauglichkeit/Eignung für zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente. Die hier realisierte Quelle macht sich dabei die intensive Röntgenemission laser-induzierter Plasmen zunutze. Neben der Anforderung einer hohen Wiederholrate (kHz-Bereich) steht die Optimierung der Quelle hinsichtlich Effizienz, Stabilität und ihrer spektralen Eigenschaften mit Blick auf die Anwendung für Beugungsexperimente im Vordergrund.

Die hier vorliegende Dissertation gliedert sich in fünf weitere Hauptkapitel.

Kapitel 2 befasst sich grundsätzlich mit der Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse im keV-Regime (Wellenlängen im Ångstrom-Bereich), wofür es mittlerweile eine Reihe von verschiedenen Möglichkeiten gibt. Der Schwerpunkt wird auf die Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse mittels lasergetriebener Plasmen, insbesondere bei hoher Wiederholrate, gelegt, da eine solche Quelle im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut, charakterisiert und optimiert wurde.

Das nächste Hauptkapitel (Kapitel 3) schildert die experimentellen Voraussetzungen zum Betrieb einer hochwiederholenden Röntgenquelle. Unterteilt ist es in zwei Unterkapitel. Zunächst wird das zur Plasmaerzeugung eingesetzte kHz Femtosekunden Lasersystem und insbesondere seine im Hinblick auf eine optimale Röntgenproduktion vorgenommenen Modifikationen und Ausbauten beschrieben. Anschließend werden die wichtigsten Komponenten der Laserplasma-Röntgenquelle vorgestellt und deren Eigenschaften erläutert.

Kapitel 4 diskutiert die Befunde zur Optimierung der Quelle hinsichtlich des Strahlungsflusses und der spektralen Eigenschaften. Dazu gehören Untersuchungen zur Intensitätsabhängigkeit der Röntgenproduktion und die experimentelle Bestimmung eines (unerwartet hohen) optimalen Intensitätswertes. Die beiden folgenden Unterkapitel untersuchen den Zusammenhang zwischen den Eigenschaften der laser-generierten Plasmen und deren Röntgenemission. Hauptaugenmerk liegt auf dem Einfluss der räumlichen Ausdehnung des Plasmas (charakterisiert durch die sogenannte Plasmaskalenlänge), mit welchem der Laser wechselwirkt, auf die Röntgenproduktion. Wesentlich sind hier die

zeitlichen Eigenschaften des treibenden Lasersystems. In Kapitel 4.2 liegt das Hauptaugenmerk auf dem sogenannten Impulskontrast, welcher durch Vorimpulse und verstärkte spontane Emission (ASE) bestimmt wird. In Unterkapitel 4.3 wird darüberhinaus gezielt die Form der treibenden Impulse (durch Phasemodulation) verändert und der Einfluss auf die Röntgenemission untersucht. Abgeschlossen wird Kapitel 4 mit Untersuchungen, zur Stabilität der Quelle und der Faktoren, welche die Messgenauigkeit von zeitaufgelösten Beugungsexperimenten beeinflussen (Stichwort Normierbarkeit).

Kapitel 5 stellt die Ergebnisse eines zeitaufgelösten optischen Anrege- und Röntgenabfrage-Experimentes vor. Dieses dient der Demonstration der Eignung der Quelle für solche Experimente und untersucht transiente akustische Wellen in einem dünnen Germaniumfilm nach der Anregung mit einem ultrakurzen Laserimpuls. Das erste Unterkapitel beschreibt zunächst die Vorgehensweise, wie der optische Laserimpuls und der Röntgenimpuls räumlich und zeitlich auf der zu untersuchenden Probe überlagert werden. Unterkapitel 5.2 beschäftigt sich dann mit der Entstehung und der Beobachtung akustischer Wellen im Pikosekundenzeitbereich in den untersuchten dünnen Germanium-Filmen. Es ist unterteilt in drei Abschnitte. Der erste Abschnitt diskutiert den aktuellen Stand der Forschung und offenen Fragen in diesem Gebiet. Eine dieser Fragen betrifft die unterschiedlichen Druckbeiträge, die die akustischen Wellen antreiben. In den folgenden Abschnitten werden die durchgeführten Beugungsexperimente vorgestellt und die erzielten Ergebnisse erläutert.

Das 6. und letzte Kapitel fasst noch einmal die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und wertet sie. Zum einen wird die Leistungsfähigkeit der neuen Röntgenquelle beurteilt; zum anderen werden die Ergebnisse der zeitaufgelösten Messungen und deren Deutung diskutiert. Den Abschluss bildet ein Ausblick.

2. Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse im keV- Regime

Das folgende Kapitel stellt verschiedene Möglichkeiten zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse (Impulsdauer im Sub-Pikosekundenbereich) im keV-Bereich vor. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf den auch in dieser Arbeit verwendeten Laserplasma-Quellen. Im Unterkapitel 2.3 wird die Funktionsweise dieser Quellen erläutert. In den darauffolgenden Abschnitten werden existierende Quellen vorgestellt und charakterisiert, unterteilt in Quellen mit niedriger Wiederholrate (~ 10 Hz) und hochrepetierende Systeme (≥ 1 kHz).

Um einen vollen Überblick über die Konzepte zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenstrahlung in diesem Energiebereich zu liefern, werden diese Ideen und deren Verwirklichung in den beiden ersten Unterkapiteln dieses Abschnitts erläutert, aufgeteilt in Konzepte, die auf großen Elektronenbeschleunigeranlagen (Linearbeschleuniger, Speicherringe) basieren (2.1), sowie Laser-basierte Quellen (2.2). Dabei ist zu beachten, dass auch in einem Teil der Beschleuniger-Konzepte Ultrakurzpulslaser benötigt werden.

2.1 Beschleuniger basierte Kurzzeit- Röntgenquellen

Röntgenimpulse, die in herkömmlichen Synchrotronstrahlungsquellen erzeugt werden, haben typischer Weise Impulsdauern im Bereich von 10 bis 100 ps. Das ist nicht kurz genug für die in Kapitel 1 diskutierte „atomare Zeitauflösung“. Daher sind eine Reihe von Vorschlägen und Konzepten zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung dieser Quellen verwirklicht worden. Diese Konzepte werden nun im Folgenden vorgestellt.

Es wurden von Schoenlein und Mitarbeiter [Sch96] 300 fs Röntgenimpulse durch Thomson-Streuung eines intensiven Femtosekunden-Laserimpulses an den in einem Linearbeschleuniger erzeugten relativistischen (50 MeV) Elektronen generiert. Aufgrund der 90°-Geometrie zwischen Elektronen- und Laserstrahl war die Impulsdauer durch die transversale geometrische Ausdehnung der Elektronenpakete und die Fokussierungsbedingungen begrenzt. Die so erzeugten Röntgenstrahlen sind gerichtet (Divergenz $\sim 0,6^\circ$) und polychromatisch. Ihr Energiespektrum reicht von 15 bis 30 keV. Die verwirklichte Impulsdauer liegt, wie erwähnt bei 300 fs, sollte aber durch Änderungen in der Fokussierung auf bis zu 50 fs reduziert werden können. Leider ist die Effizienz dieser Quelle bedingt durch den geringen Thomson-Streuungs-Wirkungsquerschnitt sehr gering. Bei einem Demonstrations- Beugungsexperiment wurde nur ein gebeugtes Photon pro Impuls eines Silizium (111)-Kristalls beobachtet [Chi99]. Da die Anzahl der erzeugten Röntgenphotonen direkt proportional zur Anzahl der optischen Photonen des Laserimpulses ist, kann durch entsprechende Steigerung der Ausgangsenergie die Ausbeute stark verbessert werden. Ebenso kann durch eine Kompression der Elektronenpakete (Steigerung der Dichte) eine Ausbeuteverbesserung erwartet werden.

Verbesserungen des Thomson-Konzepts mit höherem Röntgenfluss sind vom Jefferson Lab [Boy03] und vom Lawrence Livermore National Laboratory (PLEIADES - Picosecond Laser Electron InterAction for Dynamic Evaluation of Structures) [And04] berichtet worden.

Eine weitere, ebenfalls erstmals von Schoenlein und Mitarbeiter entwickelte Technik ([Sch00], [Sch00a]), die so genannte „electron slicing source“, nutzt auch die Wechselwirkung zwischen Femtosekunden-Laserimpulsen und den in einem Synchrotron umlaufenden Elektronenpaketen aus. Moderne Synchrotrons erzeugen Elektronenpakete von etwa 10 - 100 ps Dauer. Lässt man diese Elektronenpakete beim Durchlauf durch eine periodische Magnetfeldstruktur (Undulator) mit einem kurzen, ko-propagierenden

Laserimpuls wechselwirken, so ändert sich die Elektronenenergie in einem kurzen Teilstück des Elektronenpakets während der Wechselwirkungszeit mit dem Laserimpuls. Die Elektronen mit geänderter Energie können durch dispersive Elemente ausgekoppelt werden. So erhält man ultrakurze Elektronenpakete, die dann ihrerseits in herkömmlichen strahlungserzeugenden Elementen (Ablenkmagneten, Undulator) ultrakurze ($\sim 100\text{fs}$) Röntgenimpulse erzeugen. Diese Röntgenimpulse sind ebenfalls kollimiert und polychromatisch. Der Anteil dieser ultrakurzen Röntgenstrahlen beträgt ca. 10^{-8} der insgesamt erzeugten Röntgenstrahlung. Nichts desto trotz ist dieser Ansatz bereits mehrfach erfolgreich an der ALS¹ in Berkeley für dynamische Strukturanalysen verwandt worden ([Cav05], [Cav06]). Weitere Implementierungen sind bei BESSY² [www05] und an der SLS³ [www06] in Betrieb.

Ebenfalls mit einem „Slicing“-Ansatz arbeiteten Bucksbaum und Mitarbeiter [Buck99]. Ausgangspunkt dieser Überlegungen sind nicht, wie bei Schoenlein und Mitarbeitern, die in modernen Synchrotrons umlaufenden Elektronenimpulse, sondern die dort erzeugten Röntgenimpulse von ungefähr 100 ps Dauer. Die Idee ist mit Hilfe eines schnellen Schalters einen ultrakurzen Röntgenimpuls aus dem langen Synchrotronstrahlungsimpuls herauszuschneiden. Mit einem ultrakurzen Laserimpuls wird die Bragg- Reflexion eines Kristalls so beeinflusst, dass die Beugungseffizienz für bestimmte Wellenlängen an- und ausgeschaltet wird. Bei diesem bisher nicht verwirklichten Vorschlag sollen laser-angeregte Gitterschwingungen ausgenutzt werden, so dass die erreichbare Impulsdauer im Bereich typischer Vibrationsperioden liegen soll (0,1 bis 1 ps). Schwierigkeiten sind zu erwarten hinsichtlich der Effizienz dieses Schalters. Im Gegensatz zu anderen beschleunigerbasierten Methoden sind die geschalteten Impulse monochromatisch.

Ein weiteres Konzept wurde von Zholents und Mitarbeiter [Zho99] 1999 vorgeschlagen. Es wird „orbit deflection bunch method“ genannt. Die Elektronenpakete des Synchrotrons propagieren durch einen zusätzlichen RF-Beschleuniger, z. B. einem Undulator. So erhalten die Elektronen eine zusätzliche vertikale Bewegung in Abhängigkeit ihrer ursprünglichen horizontalen Position. Die Stärke dieser Ablenkung muss hoch genug sein, um die nach dem RF-Beschleuniger erzeugten Röntgenstrahlen als von vielen unabhängigen Quellen erzeugt

¹ ALS: Advanced Light Source

² BESSY: Berliner Elektronenspeicherring- Gesellschaft für Synchrotronstrahlung

³ SLS: Swiss Light Source

betrachten zu können, die jeweils eine Dauer von ca. einer Pikosekunde haben. Mit einem zweiten RF-Beschleuniger kann die vertikale Bewegung wieder rückgängig gemacht werden.

Wechselt man von den Speicherringen zu den Linearbeschleunigern, so ergeben sich neue technische Möglichkeiten. Dort ist es mit zusätzlichen Kompressionselementen möglich, die Elektronenpakete auf weniger als 100 fs zu komprimieren. Passiert dieses Elektronenpaket dann einen Undulator, wird dort Röntgenstrahlung mit ungefähr der gleichen Dauer erzeugt. Danach wird das Elektronenpaket in eine Strahlfalle geleitet und ist somit verbraucht. Eine erfolgreiche Variante dieser Quelle war die „SPPS“¹ [www07] am Stanford Linear Accelerator Center. In der dreijährigen Bestehenszeit dieser Quelle wurden zahlreiche interessante Experimente, auch im Hinblick auf die zukünftigen FELs, durchgeführt, z. B. [Cav05], [Fri07] und [Lin05], bis die Quelle im Jahre 2006 für die Ausbauarbeiten am „LCLS“ (siehe folgenden Abschnitt) stillgelegt wurde.

Eine Erweiterung dieser einfachen Linearbeschleuniger sind so genannte „Recirculating Linacs“ und „Energy recovery Linacs“. In einem „Recirculating Linac“ wird ein Linearbeschleuniger mehrfach von einem Elektronenpaket durchlaufen, um es auf seine endgültige Energie zu beschleunigen. Der „Energy recovery Linac“ recycelt die Energie des Elektronenpakets nach einem Durchgang, indem es im Linearbeschleuniger verzögert wird und die Energie für die Beschleunigung eines neuen Elektronenpakts zur Verfügung steht.

Eine weitere Quelle für ultrakurze Röntgenstrahlung werden „Freie Elektronen Laser“ (FEL) sein. Drei dieser Anlagen befinden sich im Bau. Voraussichtlich wird zuerst die „LCLS“² in Stanford im Jahre 2009 in Betrieb gehen [www08]. Im darauffolgenden Jahr soll die „Spring-8 Compact SASE Source“ (SCSS) in Japan [www09] folgen. Ab 2013 wird dann die Inbetriebnahme des europäischen Projekts „Euro-XFEL“ in Hamburg bzw. Schleswig-Holstein erwartet [www10]. Die dort erzeugten Röntgenstrahlen sollen Wellenlängen unter 0,1 nm und Impulsdauern von einigen 10 Femtosekunden haben. Das Besondere wird die Brillanz dieser Quellen sein, die ca. 10 Milliarden mal höher ist als die bisheriger Quellen.

Diese Großanlagen werden „Laser“ genannt, weil die Strahlungserzeugung gewisse Laser-ähnliche Eigenschaften aufweist. Mit Hilfe relativistischer Elektronen wird Synchrotron-Strahlung in sehr langen Undulatoren (~100 m) überwiegend in Elektronenflugrichtung erzeugt. Die elektro- magnetischen Felder der erzeugten Strahlung sind so intensiv, dass sie die Elektronen beeinflussen. Unter dem Einfluss der Strahlung und des Undulators werden

¹ SPPS: Sub-Picosecond Puls Source

² LCLS: Linac Coherent Light Source

manche Elektronen beschleunigt, andere verzögert, bis sie sich in Gebieten versammeln, in denen kein Energieaustausch mehr möglich ist. Die Elektronen haben sich zu Mikro-Pakten angeordnet (Micro bunching) mit einem Abstand, der der Wellenlänge der emittierten Strahlung entspricht. Durch diese Anordnung kommt es zur kohärenten Überlagerung der Strahlung vieler Elektronen. So kommt es zu den hohen Intensitäten und der Laserartigkeit des Lichts. Diese Art der Strahlung nennt man „Self- Amplified Spontaneous Emission“ (SASE). Durch Variation der Elektronenenergie kann die Wellenlänge abgestimmt werden. Auf dem DESY-Gelände in Hamburg, wo in naher Zukunft der XFEL entstehen wird, befindet sich der „FLASH“-FEL, ein nach diesem Prinzip im XUV bzw. weichen Röntgenbereich arbeitender Beschleuniger ([Avy02], [Mil01]).

2.2 Laser getriebene Kurzzeit- Röntgenquellen

Auf viel kleineren Maßstäben (räumlich, preislich, ...) als die in Kapitel 2.1 erwähnten Quellen ist die Klasse der Laser getriebenen Röntgenquellen zu realisieren. Mit Hilfe der Laser basierten Röntgenquellen ist die Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse auch für einzelne Universitätslabore möglich geworden.

Eine dieser Ideen beruht auf der klassischen Röntgenröhre. Die an einer Kathode erzeugten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld von üblicherweise einigen 10 kV zur Anode beschleunigt. Dort werden die schnellen Elektronen im Anodenmaterial abgebremst und es kommt dort zur Erzeugung von Brems- und charakteristischer Linienstrahlung. Um nun ultrakurze Impulse zu erhalten, wird die Kathode mit einem ultrakurzem Laserimpuls beleuchtet; Photoemission findet dann nur während der Dauer der Beleuchtung statt. [Egb01]. Der Vorteil dieser Technik ist, dass vergleichsweise einfache, hoch-repetierende Laser-Systeme mit Impulsenergien von einigen μJ verwendet werden können. Mit einer Wiederholrate von 250 kHz sind ca. 10^{10} Photonen/4 π /s mit Kupfer als Anodenmaterial nachgewiesen worden [Egb02]. Um Röntgenimpulse unter einigen Pikosekunden Dauer zu erzeugen, müssen die Energiedispersion der Elektronen und Raumladungseffekte, die zu einer zeitlichen Verbreiterung des Elektronenimpulses führen, effektiv unterdrückt werden. Bei reduzierter Elektronenanzahl und maximaler Beschleunigungsspannung ist eine Röntgenimpulsdauer von 3,4 ps mit einer Schmierbildkamera nachgewiesen worden [Hin04].

Die folgenden beiden Techniken zur Erzeugung ultrakurzer Röntgenstrahlen stellen ganz andere Anforderungen an den treibenden Laser. In beiden Fällen muss das relativistische Regime erreicht werden. Charakterisiert wird dieses Regime durch die Wechselwirkung des Lasers mit einem freien Elektron, beschrieben durch das normierte Vektorpotential, auch Laserstärke-Parameter genannt, $a_0 = eE/m_0\varpi_0c = 8,5 \cdot 10^{-10} \lambda(\mu\text{m}) I^{1/2}(\text{W}/\text{cm}^2)$, wobei e die Elektronenladung, E die Amplitude des Laserfelds, m die Elektronenmasse, ϖ_0 die Laserfrequenz, λ die Laserwellenlänge und I die Intensität darstellt. Ist der Parameter kleiner 1, spricht man vom nicht-relativistischen Fall, bei höheren Werten ist das relativistische Regime erreicht. Bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm benötigt man für $a_0 = 1$ Intensitäten von etwa $2,2 \cdot 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$.

In den folgenden Fällen wird das mit Hilfe des 50 TW Ti:Sa-Systems des Laboratoire d'Optique Appliquée in Palaiseau erreicht. Die dort erzeugten Impulse haben Energien von bis zu 1,5 J und eine Dauer von 30 fs.

Das erstmals von Rousse und Mitarbeiter [Rou04] 2004 demonstrierte Konzept wird als „Betatron-Strahlungs“- Konzept bezeichnet.

Der Laser wird in eine gaussförmige Intensitätsverteilung in einen He- Gas- Jet mit einer Elektronendichte von etwa $N_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ fokussiert, der dann vollständig ionisiert ist. In Regionen hoher lokaler Intensität werden durch die ponderomotorische Kraft die Elektronen nach außen verdrängt. Im Kielwasser des Lasers entsteht ein Ionen- Kanal, den man auch als Ionen-Kavität bezeichnet. Durch die zuvor erfolgte räumliche Ladungstrennung erfahren die Elektronen eine rückstellende Kraft. Die Elektronen führen eine oszillierende Bewegung aus, bei der sie Energien in der Größenordnung von einigen 100 MeV erreichen können, die man Betatron- Bewegung nennt. Die Ionen- Kavität wirkt wie ein Undulator und die beschleunigte Elektronenbewegung verursacht einen kollimierten, sich in Laserrichtung ausbreitenden, polychromatischen Röntgenimpuls im keV- Bereich, dessen Impulsdauer in der Größenordnung des Laserimpulses liegt. Ta Phuoc und Mitarbeiter ([TaP05], [TaP06]) erzeugten so mit Laserintensitäten, die einem normierten Vektorpotential von $a_0 = 1,2$ entsprechen, bis zu $10^9 \text{ Ph/s/4}\pi/0,1\% \text{ BW}$ in einen Divergenzwinkel kleiner als 50 mrad im Energieintervall zwischen 1 und 10 keV [TaP05].

Für das Konzept der „Nichtlinearen Thomson Streuung“ (NLTS) benötigt man noch weitaus höhere Intensitäten. Für Röntgenstrahlung, deren Maximum sich im keV-Bereich befinden soll, benötigt man ein a_0 von etwa 10. Experimente sind bei $a_0 = 5,4$ durchgeführt worden ([TaP05a], [Tap03]).

Strahlung durch Thomson- Streuung entsteht, wenn ein Elektron im Laserfeld oszilliert. Im linearen Fall für $a_0 < 1$ führt das Elektron eine lineare oszillierende Bewegung aus, bei der es mit der fundamentalen Frequenz strahlt. Im nicht- linearen Fall, wenn $a_0 > 1$, wird die durch das hoch-intensive Laserfeld getriebene Elektronenbewegung stark nicht-linear und relativistisch. Das Elektron emittiert Harmonische hoher Ordnung der eingestrahnten Wellenlänge.

Die von Ta Phuoc und Mitarbeiter durchgeführten Experimente bei $a_0 = 5,4$ an einem Gas- Jet mit einer Elektronendichte N_e zwischen 10^{18} - 10^{19} cm^{-3} zeigten ein quasi- kontinuierliches, breites Spektrum mit einem Maximum bei 100 eV. Röntgenstrahlung ist in Winkeln zwischen

Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse im keV- Regime

0° und 40° zur Laserachse emittiert worden, das Maximum der Strahlung erfolgte in einen Emissionswinkel von 10° . Es sind bis zu $5 \cdot 10^{10}$ Photonen pro Impuls im gesamten Spektrum detektiert worden. Diese anisotrope Strahlungsverteilung in ein breites Energiespektrum mit einem Maximum gilt als Indikator für NLTS, ebenso wie der lineare Anstieg der Röntgenstrahlung mit der Elektronenanzahl. Mit wachsendem a_0 sinkt der Beobachtungswinkel.

Wie mit Hilfe nicht relativistischen Laserplasmen ultrakurze Röntgenimpulse erzeugt werden, wird im nächsten Kapitel ausführlicher beschrieben, da es das in dieser Arbeit verwendete Konzept vorstellt.

2.3 Laserplasma- Röntgenquellen

Laserplasma-Quellen werden seit mehr als 15 Jahren eingesetzt, um mit ihrer Hilfe ultrakurze Röntgenimpulse im Subpikosekunden-Bereich herzustellen. Im Folgenden wird erklärt, welcher Mechanismus der Entstehung der Röntgenstrahlung zugrunde liegt und welche Eigenschaften die treibenden Kurzimpulslaser haben müssen, um diesen Mechanismus zur Produktion von Röntgenstrahlung effizient zu nutzen.

Im Gegensatz zu den beiden zuvor beschriebenen Quellen benötigt eine Laserplasma-Quelle keine relativistische Strahlung ($a_0 < 1$). Man benötigt vergleichsweise niedrige Intensitäten, die zumeist unter 10^{18} W/cm^2 liegen. Diese Laserstrahlung erfüllt zwei Aufgaben, die in Abbildung 2.1 illustriert sind. Zum einen ionisiert sie das bestrahlte Material, erzeugt also freie Elektronen, die im zweiten Schritt von den hohen elektrischen Feldern der intensiven Laserstrahlung beschleunigt werden und dann wieder mit dem bestrahlten Material wechselwirken.

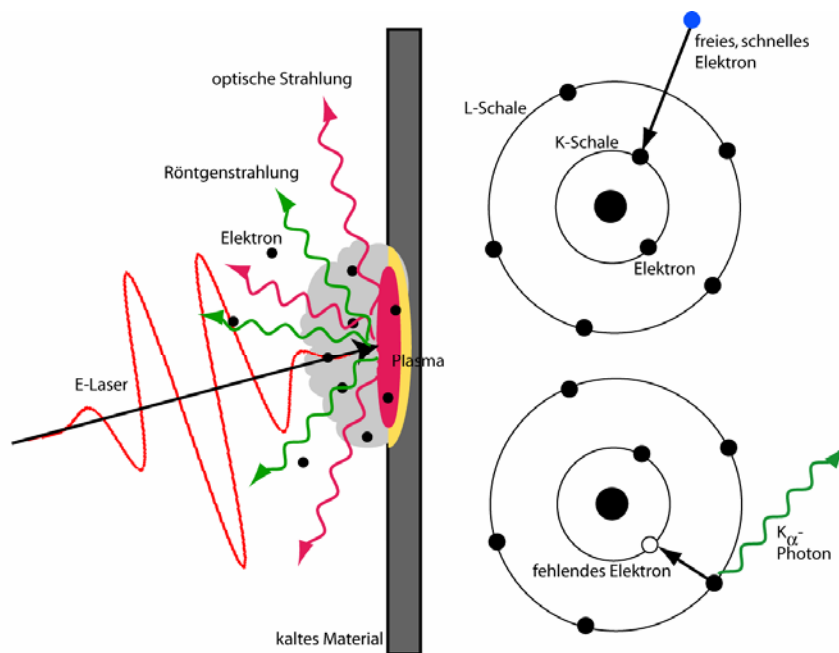


Abbildung 2.1: Links: Skizze zur Entstehung von Röntgenstrahlung nach Laserbeleuchtung eines geeigneten Materials; rechts: Entstehung von K_{α} -Strahlung

Fokussiert man einen ultrakurzen Laserimpuls mit Intensitäten zwischen 10^{15} - 10^{18} W/cm^2 auf eine Oberfläche, so wird das Material in einem Volumen von typischer Weise einigen Mikrometern ($1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$) Ausdehnung und der Lasereindringtiefe (bei Festkörpern ca.

0,01 bis 0,1 μm) noch während der Einwirkung des Lasers in den Plasmazustand überführt. Dieses Plasma hat anfänglich Festkörperdichte und, abhängig von den genauen Laserparametern (Intensität, Impulsdauer, etc.), Temperaturen bis in den keV-Bereich. Die Röntgenemission aus Femtosekunden-Laser erzeugten Plasmen ist erstmals von Kühlke und Mitarbeiter [Kül87] beobachtet worden. Analysiert man die Röntgenemission genauer, so fällt auf, dass neben der Emission von Ionen hoher Ladungszustände („direkte“ Plasmaemission) [JenDis] in vielen Fällen charakteristische Linien-Emission des bestrahlten Materials die dominante Emission darstellt. Diese K_α -Strahlung stammt von quasi-neutralen Atomen und ist, wie im Weiteren erläutert werden soll, besonders attraktiv für die Erzeugung sehr kurzer Röntgenimpulse.

Der Prozess der Linienstrahlungsentstehung funktioniert bei dieser Quelle ähnlich wie bei einer klassischen Röntgenröhre. Anstelle einer Kathode als Elektronenquelle stammen die freien Elektronen hier aus dem laserinduzierten Plasma. Diese werden anschließend durch das elektrische Feld der gleichen Laserstrahlung beschleunigt, wobei der Festkörper, auf dem das Plasma erzeugt wird, auch als „Anode“ fungiert.

Ein beschleunigtes Elektron mit ausreichender Energie kann nun im kalten Material z. B. die K-Schale ionisieren. Durch Rekombination aus der L-Schale entsteht K_α -Strahlung, aus der Rekombination aus der M-Schale K_β -Strahlung. Strahlungsentstehung höherer Serien (L, M,...) ist ebenfalls möglich. Neben Linienstrahlung entsteht noch Bremsstrahlung, die ein kontinuierliches Untergrundspektrum verursacht. Bei entsprechender Wahl des Materials und der Laserparameter ist Linienstrahlung, insbesondere K_α -Strahlung, die dominante Strahlungsart ([Jia03], [Hag03]).

Als Material dienen meist Metalle, wie Kupfer, Titan, Eisen, Tantal, Wolfram und sogar Quecksilber und Gallium, die bei 30°C als Tröpfchen- oder Jetquelle genutzt werden, seltener Halbleiter, wie Silizium. Analog zu den Erfahrungen mit herkömmlichen Röntgenröhren werden leichte bis mittelschwere Elemente, wie Kupfer und Titan, überwiegend als Quellen für charakteristische Linienstrahlen eingesetzt, bei schweren Metallen, Quecksilber und Wolfram als Beispiel, ist Bremsstrahlung dominant, da die Bremsstrahlungsausbeute mit wachsender Ordnungszahl Z linear steigt.

Zunächst einmal ist es einsichtig, dass für eine effiziente Röntgenerzeugung die Elektronen senkrecht zur bestrahlten Oberfläche beschleunigt werden müssen (Abb. 2.1). In Übereinstimmung mit dieser Überlegung ergibt sich experimentell, dass die K_α -Ausbeute für p-polarisiertes Licht (parallel zur Einfallsebene des Impulses) und schrägen Einfall

(Feldkomponente senkrecht zur Oberfläche) deutlich größer ist als für s-polarisiertes Licht und/oder senkrechten Einfall.

Im Folgenden wird erläutert, wie die Produktion der charakteristischen Linienstrahlung optimiert werden kann. Die Effizienz der K_α -Linienstrahlung hängt von der Erzeugung geeigneter Elektronen ab. Laut Edwald und Mitarbeiter [Ewa02] liegt deren optimale kinetische Energie zwischen dem vier- und sechsfachen der Ionisierungsenergie der K-Schale, Reich und Mitarbeiter [Rei00] berechneten sie zu 6,4mal der K_α -Energie. Bei viel kleinerer bzw. höherer Elektronenenergie wird der Ionisationswirkungsquerschnitt deutlich kleiner. Bei zu hoher Elektronenenergie passiert die Ionisation auch zu tief im Material, so dass ein Teil der entstehenden Strahlung direkt re-absorbiert wird [Ede00].

Um Elektronen auf diese Geschwindigkeiten zu beschleunigen, benötigt man die entsprechenden elektrischen Felder, d.h. die richtigen Laser-Intensitäten¹. In den oben erwähnten Simulationen bestimmen Reich und Mitarbeiter die optimale Laserintensität zu $I = 7 \cdot 10^9 Z^{4,4} \text{ [W/cm}^2\text{]}$, wobei I die Intensität und Z die Ordnungszahl des Targetmaterials bezeichnet. Der Exponent 4,4 setzt sich aus zwei Faktoren zusammen. Der erste Faktor ergibt sich aus der Ionisierungsenergie der K-Schale ($\sim Z^2$). Zieht man die Entstehung und die Reabsorption von K_α -Strahlung mit in Betracht, skaliert die Elektronenenergie mit $E \sim Z^{2,2}$. Des Weiteren skaliert die mittlere Elektronenenergie mit der Laserintensität $I \sim E^2$. Kombiniert ergibt das den Exponenten 4,4. Bestimmt man anhand dieser Gleichung die Laserintensität für Kupfer- K_α -Strahlung erhält man etwa $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

Feurer und Mitarbeiter [Feu01] verglichen verschiedene Messungen und Simulationen zur durchschnittlichen Elektronengeschwindigkeit im Laserfeld und erhielten $E_{\text{avg}} \sim (I\lambda^2)^{1/3}$, in hervorragender Übereinstimmung mit PIC-Simulationen von Gibbon und Mitarbeiter [Gib96] zur kollisionslosen Absorption. Mit der Annahme, dass für optimale K_α -Produktion, die 3-6fache Elektronenenergie der Ionisationsenergie der K-Schale benötigt wird, kann die gewünschte Elektronenenergie und somit die Intensität I bei gegebener Wellenlänge λ bestimmen werden. Hier ergibt sich für Kupfer- K_α -Strahlung eine optimale Intensität von $1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

Guo und Mitarbeiter [Guo01] stellen ein Modell für eine von einem 30 fs Titan-Saphir-Lasersystem getriebene Kupfer- K_α -Quelle auf, welches ergibt, dass die „optimale“ Elektronenenergie bei 50 keV liegt. Die zugehörige Laserintensität beträgt etwa 10^{18} W/cm^2

¹ Das elektrische Feld bestimmt sich wie folgt aus der Laserintensität: $E[\text{V/m}] = 28 \cdot (I[\text{W/cm}^2])^{0,5}$

und ist damit um (mehr als) eine Größenordnung höher als nach dem Modell von Feurer und Mitarbeiter (Reich u.a.).

Diese Unstimmigkeiten deuten auf eine von Feurer und Mitarbeiter [Feu01] veröffentlichte These hin. Nicht nur die Spitzenintensität ist von großer Bedeutung für die Ausbildung eines geeigneten Plasmas, sondern auch die zeitliche Struktur der Anstiegsflanke des Impulses spielt eine wesentliche Rolle für die Formation eines geeigneten Plasmas. Ist die Intensität in der Anstiegsflanke schon in der Lage ein Vorplasma zu erzeugen, wechselwirkt der Hauptimpuls nicht mehr mit einem Festkörper.

Beschrieben wird die zeitliche Struktur der Anstiegsflanke des Laserimpulses durch das Kontrastverhältnis, definiert als der Quotient aus Intensität zu einem bestimmten Zeitpunkt vor dem Maximum zur maximalen Intensität. Abhängig von den verschiedenen Laserverstärkergeometrien spricht man häufig vom ns- bzw. ps-Kontrastverhältnis.

Entscheidend für die Berechnung der optimalen Intensität ist die Skalenlänge des Plasmas, beschrieben durch die Plasmadichte- Skalenlänge $L = [(1/n) \cdot (dn/dx)]^{-1}$, beziehungsweise die reduzierte Skalenlänge $L_\lambda = L/\lambda$, hierbei bezeichnet n die Dichte der Elektronen und λ die Laserwellenlänge. Mit unterschiedlicher Skalenlänge ändert sich der Mechanismus zur Erzeugung der schnellen Elektronen. Es ist gezeigt worden, dass die dominanten Mechanismen der Konversion von Laserenergie in heiße, schnelle Elektronen Resonanz-Absorption und „vacuum- heating“ sind ([Kha07], [Zha05], [Gib96], [Giz96], [Rou94]). Im Fall von p-Polarisation kann effizienter Energietransfer durch Resonanz-Absorption erklärt werden ([Ril03], [Ril05], [Sch99]). Im Falle steiler Plasmagradienten ist Resonanz-Absorption weniger effektiv und „vacuum heating“ kann verantwortlich sein für die Generation schneller Elektronen ([Bru87], [Gib92]).

Um die Dichte-Skalenlänge für die Resonanz-Absorption zu optimieren, werden verschiedene Möglichkeiten vorgeschlagen. Eine davon ist die Erzeugung eines geeigneten Vorplasmas mit Hilfe eines Vorimpulses. Bastiani und Mitarbeiter [Bas97] ist es gelungen, mit Hilfe eines Vorimpulses ($I_V = 1\% I_H$) 6-10 ps vor dem Hauptimpuls ($I_H = 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$) die Plasmadichte-Skalenlänge L/λ von 0,001 zu 0,3 zu ändern, wie nachträgliche Simulationen zeigten. Das führt aufgrund von nun dominierender Resonanz- Absorption zu einer Erhöhung der Elektronenenergie, was wiederum zu einer Erhöhung der Si- K_α -Ausbeute um einen Faktor 7 führte. Spätere PIC- Simulationen von Schlegel und Mitarbeitern [Sch99] ergeben, dass für die optimale Elektronenerzeugung zur K_α -Produktion eine reduzierte Skalenlänge

von ca. 0,1-0,3 vorliegen soll. Kutzner und Mitarbeiter [Kut04] untersuchten die Eisen- K_{α} -Erzeugung bei niedrigeren Intensitäten und Vorimpulsen 50 ps vor dem Hauptimpuls. Mit $I_H=5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ und $I_V < 1\% I_H$ erhöhte sich die K_{α} - Ausbeute um das 7000fache, jedoch reduzierte sich dieser Effekt bei der maximal verfügbaren Intensität von $I_H=5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ auf eine Verzehnfachung. Vollständig erklärt werden diese Ergebnisse nicht. Ziener und Mitarbeiter [Zie02] untersuchten die K_{α} -Erzeugung bei Silizium, Titan und Kobalt bei höheren Intensitäten ($1,5 \cdot 10^{17} < I_H < 5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$). Mit Hilfe von Vorimpulsen erreichte man eine Verstärkung bei Si von 1,8, Ti von 1,9 und Co von 4,6. Die Verzögerung zwischen Vor- und Hauptimpuls nimmt von leichten Z-Elementen nach schweren ab und liegt bei einigen zehn Pikosekunden. PIC-Simulationen zeigen auch dort, dass die effiziente Röntgenerzeugung bei einer reduzierten Skalenlänge von 0,2-0,4 zu erwarten ist, die allerdings nicht mit den verwendeten Vorimpulsen zu erreichen ist. Simulationsergebnisse legen nahe, dass bei diesen Vorimpulsen die Skalenlänge ca. 10mal länger ist und ein neuer Mechanismus, wie relativistische Selbstfokussierung, für die Erhöhung der Röntgenausbeute verantwortlich sein muss.

Bei Chen und Mitarbeiter [Che04] beträgt die Skalenlänge des Plasmas über 3λ , da das ps-Kontrastverhältnis nur ca. 10^{-4} beträgt. Damit ist die Resonanz- Absorption ineffektiv und andere Mechanismen, wie relativistische ponderomotorische Kräfte, die zu einer Vorwärtsbeschleunigung der Elektronen führen, werden benötigt, um energetische Elektronen zu erzeugen. Dementsprechend werden Intensitäten von 10^{18} - 10^{19} W/cm^2 für die optimale Erzeugung der K_{α} -Strahlung benötigt.

Eine weitere Möglichkeit die Plasmaeigenschaften zu beeinflussen beruht auf der Verwendung von beschichteten Target-Materialien. Riley und Mitarbeiter [Ril05] verwenden $12,5 \mu\text{m}$ dünne Titanfolien, die zum Teil mit einer $0,2 \mu\text{m}$ Schicht CH bedeckt sind. So ist es gelungen, die dort für die Röntgenerzeugung benötigten besten Intensitäten von über 10^{18} W/cm^2 auf moderate 10^{16} W/cm^2 zu senken. Ein erwünschter Nebeneffekt ist die Reduzierung der harten Röntgenhintergrundstrahlung. Nachträglich durchgeführte PIC- Simulationen legen nahe, dass die Reduzierung der optimalen Intensität durch ein ASE-bedingtes Vorplasma aus der CH- Schicht hervorgerufen wird.

Ebenso ist es möglich, die Absorption der Laserenergie durch eine Strukturierung der absorbierenden Fläche zu verbessern. Kutzner und Mitarbeiter [Kut04] erreichen diesen Effekt durch die Reduzierung der Geschwindigkeit ihres Bandtargets, so dass die Foki aufeinander folgender Laserimpulse überlappen. Auf diese Weise ist es gelungen, bei Intensitäten von 10^{15} W/cm^2 die Linienstrahlung um 1,5 Größenordnungen zu erhöhen. Leider

addieren sich dieser Effekt und die ebenfalls dort beschriebene Erhöhung durch Vorimpulse nicht. Bei wesentlich höheren Intensitäten tritt dieser Effekt nicht auf, es wird sogar eine Reduzierung der Röntgenausbeute gemessen [BloDis].

Festzuhalten bleibt, dass trotz der weiten Verbreitung der Laser-Plasma-Quellen, die Theorien zur effizienten Erzeugung der charakteristischen Linienstrahlung nicht eindeutig sind. Aufgrund der Vielzahl von zum Teil gekoppelten Parameter, die für die Ausbildung eines zur Röntgenerzeugung geeigneten Plasmas zur Verfügung stehen, ist die systematische Untersuchung der einzelnen Faktoren nicht einfach. Erschwerend hinzu kommen die verschiedenen Mechanismen zur Elektronenbeschleunigung, die fließend ineinander übergehen.

Auffallend ist, dass die gemessenen optimalen Intensitäten meist höher sind als die zuvor berechneten, die von einer optimalen Plasmaskalenlänge ausgehen. Dementsprechend werden dann neue Mechanismen zur Elektronenbeschleunigung vorgeschlagen.

2.3.1 Laserplasma-Röntgenquellen mit niedriger Repetitionsraten

Seit Beginn der 90er Jahre nutzte man Laserplasmaquellen, angetrieben von Lasern mit niedriger Wiederholrate, d.h. 1-10 Hz, für die Erzeugung ultrakurzer keV-Röntgenstrahlung. Mit der damals existierenden Kurzzeit-Laser-Technik ist man erstmals in der Lage gewesen, die für die Röntgenerzeugung benötigten Intensitäten zu erzeugen. Muruane und Mitarbeiter [Mur91] demonstrierten 1991 erfolgreich eine derartige Quelle.

Dieses Unterkapitel stellt einige der in der Literatur diskutierten Röntgenquellen mit Wiederholraten von 10 Hz vor. Gemein ist ihnen, dass sie aufgrund der im CPA-Schema verwendeten Viel-Wege-Verstärker eine zeitliche Impulsstruktur haben, die frei von Vorimpulsen im ns-Regime ist. Daher ist bei diesen Lasern das ps-Kontrastverhältnis, das überwiegend durch das Rekompessionsvermögen und die ASE (Amplified Spontaneous Emission) (inkohärente spontane Strahlung, die beim Inversionsaufbau im Verstärkermedium entsteht) geprägt ist, entscheidend.

Eine dieser Quellen befindet sich an der Ecole Polytechnique in Palaiseau, Frankreich. Erste Experimente wurden dort von Rousse und Mitarbeiter [Rou94] mit einem Farbstofflaser mit einer Zentralwellenlänge von 630 nm, einer Impulsenergie von 1,5 mJ und einer Impulsdauer von 100 fs durchgeführt. Unter optimalen Bedingungen erreichte man einen Si- K_{α} - Fluss von $3 \cdot 10^9$ Ph/s. Experimente neueren Datums ([Giz96], [Rich97], [Gau97], [Bas97], [Sch99], [Rou01], [Rou01a]) sind mit einem Ti:Sa- Laser durchgeführt worden, der bei einer Wellenlänge von 800 nm Impulse mit einer Dauer von 160 fs bei einer Energie von 60 mJ liefert. Das Kontrastverhältnis in den ersten beiden Pikosekunden ist mit besser als 10^{-8} charakterisiert worden. Es werden Spitzenintensitäten von $4 \cdot 10^{16}$ W/cm² erreicht. Mit Vorimpulsen, die Energien von einigen Prozent der Hauptimpulsenergie besitzen, einige Pikosekunden vor dem Hauptimpuls ist es Bastiani und Mitarbeiter [Bas97] gelungen, die K_{α} -Produktion an einem SiO-Target um das Siebenfache zu erhöhen. Schlegel und Mitarbeiter [Sch99] simulierten die dazugehörige Plasmaskalenlänge und Elektronenenergien und berechneten und bestimmten die maximale Si- K_{α} -Produktion zu ungefähr $3 \cdot 10^{10}$ Ph/sr/J/s, das entspricht ca. $2,3 \cdot 10^{10}$ Ph/s/4 π bei 60 mJ.

Auch im Institut für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena existiert solch eine Ultrakurzzeit-Röntgenquelle ([Gib96], [Mis99], [Rei00], [Feu01], [Sal02], [Zie02], [Ewa02],

[Rei03], [Pis04], [Mor06]). Der dort genutzte Ti:Sa- Laser wird wie folgt charakterisiert: Bei einer Zentralwellenlänge von 796 nm liefert er 10 Impulse pro Sekunde mit einer Energie von bis zu 1 J bei einer Impulsdauer von 80 fs. Es existieren zwei intrinsische Vorimpulse, d. h. systembedingte Vorimpulse, bei 4 ps und 700 fs mit einem Kontrastverhältnis von $2 \cdot 10^{-4}$ bzw. $5 \cdot 10^{-3}$, ns-Vorimpulse sind kleiner als $5 \cdot 10^{-6}$ [Zie02]. Mit Intensitäten von bis zu $5 \cdot 10^{17}$ W/cm² sind verschiebbare Targets aus Silizium, Titan und Kobalt beleuchtet worden. Um den Röntgenfluss zu erhöhen sind Vorimpulse mit bis zu 10^{16} W/cm² 10-100 ps vor dem Hauptimpuls eingesetzt worden. Es sind für die verschiedenen Elemente K_α-Flüsse von fast 10^{10} Ph/4π/s gemessen worden. Der Einfluss der starken intrinsischen Vorimpulse wird nicht diskutiert.

Ewald und Mitarbeiter [Ewa02] nutzten ein Bandtarget mit Titan-Folie und untersuchten die K_α-Linienemission bei Intensitäten von $1 \cdot 10^{16}$ Wcm² bis $2 \cdot 10^{19}$ Wcm². Bei $3 \cdot 10^{17}$ W/cm² ergab sich ein Maximum mit bis zu 10^{13} Ph/4π/s. Überraschenderweise steigt die Linienstrahlung jedoch erneut ab $1 \cdot 10^{18}$ W/cm² bis zur maximalen Intensität. Bei der maximalen Intensität erreicht man wieder den maximalen Fluss. Die Emission ist gleichmäßig über den vollen Raumwinkel verteilt. Das erste Maximum wird mit der üblichen Erläuterung, dass dort die Elektronen eine optimale Energie, ca. drei- bis fünfmal die der K- Schalen Ionisationsenergie erreichen, erklärt, obwohl die Intensität deutlich höher ist als bei den zuvor vorgestellten Daten.

Der erneute Anstieg wird mit der Zunahme des Wirkungsquerschnitts zur Ionisation der K-Schale bei relativistischen Elektronenenergien erläutert. Reich und Mitarbeiter [Rei03] erkannten, dass bei diesen hohen Intensitäten sich die räumliche Ausdehnung der Röntgenquelle durch ein zweites, ringförmiges Maximum um das Hauptmaxima (FWHM: 70 μm) stark erhöht. Bis zu 2/3 der Linienstrahlung entsteht bei maximaler Intensität in diesem neuem Ring.

Das Max- Planck- Institut für Quantenoptik in Garching betreibt ebenfalls eine Ultrakurzzeit-Röntgenquelle für charakteristische Linienstrahlung ([Ede00], [Ede02], [And02], [Pre03] [Fil05], [Pis04], [Tom06]). Für die Röntgenexperimente wird der dort vorhandene 10 Hz- ATLAS Ti:Sa- Laser mit einer Impulsenergie von 300 mJ und einer Impulsdauer von 160 fs betrieben bei einer Wellenlänge von 790 nm. Es existieren intrinsische Vorimpulse und ein Impulsflügel mit einem Kontrastverhältnis von 10^{-4} . Erste Experimente wurden von Eder und Mitarbeiter [Ede00] an einem rotierendem Kupfer-Target mit Laserintensitäten zwischen 10^{15} bis 10^{18} W/cm² durchgeführt. Bei ca. 10^{17} W/cm² wird der maximale Cu-K_α- Fluss von etwa

10^{11} Ph/4 π /s erreicht. Die Größe der Quelle ist signifikant höher als die des Laserfokus (4-5mal), mit einem Vorimpuls verdoppelt sie sich noch einmal. Nach der Entwicklung eines Bandtargets von Eder und Mitarbeiter [Ede02] ist ein Kupfer-Band als Röntgenquelle genutzt worden. Hier ergab sich ein ähnlicher Röntgenfluss, allerdings bei einer Intensität von $1,6 \cdot 10^{16}$ W/cm². Beide angegebenen Intensitäten liegen im Rahmen der vorgestellten Rechnungen.

Andiel und Mitarbeiter [And02] bestimmten die Impulsdauer von Aluminium-Linienstrahlung, erzeugt mit Hilfe einer rotierenden Aluminium- Scheibe, zu 3,3 ps bei hohen Intensitäten ($I > 10^{17}$ W/cm²). Bei Messungen zur zeitlichen Dauer bei Si-K $_{\alpha}$ -Impulsen mit der zweiten Harmonischen der Laserstrahlung ($\lambda = 395$ nm) mit bis zu einigen 10^{17} W/cm² ermittelte man dort mit Doppellaserimpulsen, die 20 ps voneinander getrennt sind, mithilfe einer Schmierbildkamera (engl.: Streak- Camera) für den ersten Röntgenimpuls eine Dauer von 1,1 ps, was in etwa dem Auflösungsvermögen der Kamera entspricht und für den Folgenden der Doppelimpulse sogar 1,8 ps [Pis04].

Bei relativistischen Intensitäten bis $1,5 \cdot 10^{19}$ W/cm² untersuchten Pretzler und Mitarbeiter [Pre03] die Kupfer-Linienstrahlung mit Laserenergien bis zu einem Joule. Das Kontrastverhältnis ist auf 10^{-7} verbessert worden. Bei diesen extremen Intensitäten existiert wieder ein Anstieg der Röntgenproduktion oberhalb von 10^{18} W/cm², wie auch von Reich und Mitarbeiter [03] beobachtet. Erklärt wird das mit der Vorwärts-Streuung der Elektronen bei relativistischen Energien, was auch zu einer Verringerung der Quellgröße und einer Verkürzung der Röntgenimpulsdauer führt.

Des Weiteren sind Röntgenoptiken mithilfe von Eisen-K $_{\alpha}$ -Strahlung ist charakterisiert und verglichen worden [Tom06].

Eine weitere Röntgenquelle befindet sich im „Lund Institute of Technology“ in Schweden. Leider wird in keiner der dem Autoren bekannten Publikation die Quelle näher charakterisiert. Hier sind zeitaufgelöste Messungen an InSb durchgeführt und kohärente akustische Photonen beobachtet worden [Lar02].

Auch an der Universität Duisburg- Essen existiert eine Röntgenquelle für keV-Röntgenstrahlung, die von einem Terawatt- Laser angetrieben wird ([Shy07], [Sok01], [Sok02], [Nic05], [vdL01], [vdL01a], [vdL03], [Sok03], [Sok04]). Für die Röntgenproduktion wird der 10 Hz-Ti:Sa- Laser so betrieben, dass er Impulse mit einer Energie von ca. 120 mJ

und einer Impulsdauer von etwa 100 fs liefert. Vorimpulse existieren keine bei Kontrastverhältnismessungen über 7 Größenordnungen. Das ASE-Verhältnis liegt bei 10^{-8} .

Als Röntgenquellen stehen mittlerweile mehrere Aufbauten zur Verfügung.

Mit einer Titan-Draht-Quelle ([BloDis], [ShyDis]) werden bei maximalen Intensitäten von $4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ca. $2 \cdot 10^{10} \text{ Ti-K}_\alpha\text{-Ph./s/4}\pi$ emittiert. Die Größe der emittierenden Fläche hat einen Durchmesser von 35 μm . Mit dieser Quelle sind eine Vielzahl von zeitaufgelösten Messungen durchgeführt worden. Für die Dauer der Röntgenimpulse ist eine obere Grenze von 350 fs angegeben worden [Sok02].

Für eine Kupfer-Linien-Strahlungsquelle ist ein neuer, modularer Aufbau entwickelt worden. Verwendet man diese Quelle, erreicht man bei einer maximalen Intensität von fast 10^{17} W/cm^2 einen K_α -Fluss von $5 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$. Neben den Draht-Quellen existiert auch eine Band-Quelle. Mit dieser Bandquelle ist bei gleichen Intensitäten ein charakteristischer Röntgenfluss von $2.7 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$ erreicht worden, wobei ein Vorimpuls 5 ps vor dem Hauptimpuls genutzt wurde, um den K_α -Fluss zu verdoppeln.

Die Laserintensitäten entsprechen für beide Materialien den theoretischen Werten, auch die Verbesserung durch einen 5ps-Vorimpuls entspricht den Vorhersagen [Bas97].

2.3.2 Laserplasma- Röntgenquellen mit hoher Repetitionsrate

Nachdem es gelungen war, Ultrakurzzeit-Röntgenquellen mit Hilfe von TeraWatt-Lasern mit niedriger Wiederholrate (<50 Hz) erfolgreich zu nutzen, hat man das Konzept auf Laser mit hoher Wiederholrate ausgedehnt. Durch Fortschritte in der Lasertechnologie ist man heutzutage in der Lage, die benötigten Intensitäten auch mit hochrepetierenden Laser-Systemen mit Impulsenergie unter 10 mJ zu erzeugen.

Erzielt man diese Intensitäten nun auch mit hochwiederholenden Lasersystemen, dann hängt der totale Röntgenfluss nur noch von der mittleren Laserleistung ab. Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen 10 Hz-Systemen sind kHz-Laser mit einigen mJ-Impulsenergie mittlerweile kommerziell erhältlich. Das führt zu einer weiten Verbreitung dieser MultiWatt-kHz-Systeme.

Doch wie schon vorher beschrieben ist nicht nur die Spitzenintensität der Laser von Bedeutung, sondern ebenso wichtig ist die zeitliche Struktur der Impulse. Hier liegt der Schwachpunkt der meisten hochwiederholenden Lasersysteme. Zu der oben beschriebenen ps-Struktur der Impulse kommt meist eine zusätzliche ns-Struktur, verursacht durch die Verwendung von regenerativen Verstärkern. Die hohe Zahl der Umläufe (~ 25) im Resonatormedium ermöglicht eine hohe Verstärkung ($\sim 10^6$) bei moderater Pumpleistung (~ 5 Watt), ein gutes räumliches Strahlprofil sowie eine hohe Stabilität der Ausgangsenergie. Die Geometrie dieses Verstärkertyps verursacht systemeigene Vorimpulse, die entweder der Resonatorumlaufzeit entsprechen oder durch den Längenunterschied des Oszillators und des regenerativen Verstärkers verursacht werden, mehr dazu in Kapitel 3.1. Wenn diese ns-Vorimpulse nicht wirksam unterdrückt werden, führen sie bei entsprechend starker Fokussierung zu ausgedehnten Vorplasmen, die eine effiziente Linienstrahlungserzeugung unmöglich machen.

Die hohe Fokussierung (\varnothing : $\sim 10\mu\text{m}$) der hochrepetierenden Lasersysteme bietet jedoch den Vorteil relativ kleiner Quellgrößen der Röntgenstrahlung verglichen mit den 10 Hz- Systemen (\varnothing : $\sim 100\mu\text{m}$). An Bedeutung gewinnt das, wenn die erzeugte Röntgenstrahlung mit Hilfe von Röntgenoptiken wieder refokussiert werden soll, wie es bei einer Vielzahl von Beugungsexperimenten der Fall ist.

Im Folgenden werden nun sämtliche dem Autoren bekannten hochrepetierenden, Ultrakurzzeit KeV- Röntgenquelle vorgestellt.

Das Max-Born-Institut in Berlin besitzt eine Ultrakurzzeit-Röntgenquelle mit hoher Wiederholrate ([Bar04], [Zha05], [Zha04], [Zha05a], [vKS07], [Bra07], [Bar07], [Tho03]). Der dort verwendete Ti:Sa-Laser ähnelt dem hier in Kapitel 3 beschriebenen. Das CPA-System beinhaltet einen regenerativen und einen Viel-Wege-Verstärker. Ausgelegt ist das System für maximale Impulsenergien bis zu 8 mJ (im Standardbetrieb 4-5 mJ), bei einer Impulsdauer von 45 fs und einer Repetitionsrate von 1 kHz. Das Kontrastverhältnis zum stärksten Vorimpuls bei 5,5 ps beträgt 10^{-5} , über Vorimpulse im ns-Bereich wird in der Literatur nichts ausgesagt. Bei entsprechender Fokussierung werden Intensitäten von $3 \cdot 10^{17}$ W/cm² erreicht [Zha04].

Für die Röntgenproduktion stehen mehrere Quellen zur Verfügung. Mit einem Band-Target erreicht man dort einen maximalen Kupfer-K_α Fluss (8,05 keV) von $4,3 \cdot 10^{10}$ Ph/4π/s [Zha05a] bzw. $6,8 \cdot 10^{10}$ Ph/4π/s [Zha05]. Nutzt man Nickel (7,5 keV) als Band-Material erreicht man einen K_α-Fluss von $4,1 \cdot 10^{10}$ Ph/4π/s. Die zweite Quelle besteht aus einem Flüssig-Gallium- Jet, der sehr lange, ununterbrochene Arbeitszeiten erlaubt. Der maximale Ga-K_α -Fluss (9,2 KeV) liegt bei $7,2 \cdot 10^{10}$ Ph/4π/s. Das Signal-zu-Hintergrundverhältnis bei direkter Beugung an einem GaAs-(111)-Kristall beträgt 200:1¹. Die Röntgenimpulsdauer wird als kleiner als 400 fs abgeschätzt [Zha04]. Für das Bandtarget bestimmen Zhavoronkov und Mitarbeiter [Zha05a] die Quellgröße zu 10 ± 2 μm.

Eine weitere hochrepetierende Röntgenquelle wird an der Brown Universität in Providence (Rhode Island, USA) in der Gruppe von Christoph Rose-Petruck betrieben ([Ben04], [Jia02], [Jia03], [Lee05], [Rei07]).

Das Besondere an dieser Quelle ist der antreibende Ti:Sa- Laser, der trotz Wiederholraten von 2 bzw. 5 kHz ohne regenerativen Verstärker auskommt und so die Problematik der zusätzlichen ns-Impulsstruktur vermeidet. Bevor das eigentliche CPA-System durchlaufen wird, werden die Oszillator-Impulse von einem 2-Wege-Verstärker auf einige Mikrojoule vorverstärkt und durch einen sättigbaren Absorber auf ein ns-Kontrastverhältnis von 10^{-5} gebracht. Das darauffolgende eigentliche CPA-System besteht aus einem Impuls-Strecker, einem 6-Wege-Verstärker, einer weiteren Einheit zur Verbesserung des Kontrastverhältnisses, einem 3-Wege-Endverstärker und einem Kompressor. Im 2-kHz-Betrieb erzielt man so

¹ Das Verhältnis dient hier als Maßstab der Güte der Linienstrahlungserzeugung, ist aber stark abhängig von der verwendeten Beugungsgeometrie und eventuellen Abschirmungsmassnahmen.

Impulse mit 4-5 mJ Energie, 40 fs Dauer und einem Kontrastverhältnis im ns- Bereich von über 10^{-8} [Jia03].

In jüngster Zeit wird das Lasersystem mit einer Wiederholrate von 5 kHz und Impulsenergien von 2-3 mJ betrieben. Damit beträgt die Ausgangsleistung 15 Watt. In diesem Betrieb steigt die Impulsdauer auf 55 fs, und nach 5 ns findet man einen schwachen Vorimpuls ($5 \cdot 10^{-4}$) [Rei07].

Für die Röntgenproduktion stehen ebenfalls 2 Systeme zur Verfügung. Eines ist eine Drahtquelle, die mit Kupfer- und messingummantelten Stahldraht genutzt wird. Wird die Kupferdraht-Quelle mit einer Intensität von 10^{17} W/cm² bestrahlt, werden im Bereich zwischen 7-8 keV ca. 10^9 Ph/4 π /s/keV erzeugt [Lee05, Jia03]. Die Röntgenstrahlung wird für Röntgenabsorptionsmessungen verwendet.

Für Kupfer-K α hat Jiang mit den 2 kHz-System einen Röntgenfluss von $1,5 \cdot 10^{10}$ Photonen/4 π /s erzielt [Jia03].

Die zweite Quelle ist eine Flüssig-Quecksilber-Quelle. Eine Düse erzeugt einen laminaren Quecksilberfluss. Die Rückgewinnung des Materials ermöglicht nahezu unbegrenzte Betriebszeiten. Aufgrund einer verbesserten Fokussierung erreicht man im 5 kHz-Betrieb Intensitäten von $3 \cdot 10^{17}$ W/cm². Im Quecksilber-Spektrum erhält man zwischen 6,5- 7,5 keV einen Röntgenfluss von $5 \cdot 10^9$ Ph/4 π /s/keV, der maximale Röntgenfluss ($1,5 \cdot 10^{10}$ Ph/4 π /s) ist in der Hg-L α -Linie gemessen worden [Rei07].

Die Dauer der Röntgenimpulse ist nicht gemessen worden. Bei Reich und Mitarbeiter [Rei07] findet man Berechnungen, die eine Impulsdauer von 100 fs für die Linienstrahlung und 80 fs für die Bremsstrahlung bei 8 keV vorhersagt.

Im physikalischen Institut der Westfälischen Wilhelms Universität Münster (AG Zacharias), existiert ebenfalls eine hoch-repetierende Röntgenquelle, die mit Wiederholraten zwischen 1 – 10 kHz betrieben wird ([Hag03], [Kut04], [Kut06], [Hüv06], [Sil07]). Das Lasersystem besteht aus einem Oszillator, einem Impulsstrecke aus 10 cm Glas, einem 9-Wege-Verstärker und einem Kompressor, bestehend aus 2 Prismenpaaren. So können Impulsenergien bis 1 mJ erreicht werden, was einer maximalen Leistung von 10 Watt entspricht. Dabei beträgt die Impulsdauer ca. 30 fs. Zu Vorimpulsen gibt es keine Angaben, das Verhältnis zwischen Spitzen-Leistung der Ausgangsimpulse und der Leistung der ASE beträgt 10^7 [Hüv06].

Zur Röntgenerzeugung dienen zwei Konfigurationen, ein Bandtarget und eine rotierende Scheibe. Als Bandtarget werden eine Vielzahl von Audio- und Videokassetten verwendet, die aufgrund der verwendeten Materialien als Quellen für Eisen(6,4 keV)- und Chrom(5,4 keV)-

Linienstrahlung dienen. Mit 10 kHz gelang so die Produktion von $6 \cdot 10^9$ Fe- K_α Ph/s/4 π bei Intensitäten von $3 \cdot 10^{15}$ W/cm² [Kut06].

Mit einem kommerziellen 1 kHz-Lasersystem sind Untersuchungen zu den Einflüssen von ps-Vorimpulsen gemacht worden. Der Laser stellt Impulse mit 1 mJ und 25 fs Impulsdauer zur Verfügung. Es gibt einen Vorimpulszug alle 13 ns vor dem Hauptimpuls mit einem Verhältnis von 10^{-3} . Bei verschiedenen Intensitäten bis maximal $2 \cdot 10^{15}$ W/cm² und Vorimpulsen zwischen einigen Prozent und der halben Laserenergie ca. 50 ps vor dem Hauptimpuls ist die Auswirkung der Vorimpulse auf die Fe- K_α -Produktion untersucht worden. So gelang es, $2 \cdot 10^9$ Fe- K_α - Photonen pro Sekunde zu erzeugen. Interessant für diese Arbeit ist, dass der Einfluss des Vorimpulses von einer Steigerung der K_α - Produktion von über 3 Größenordnungen bei Intensitäten von $4 \cdot 10^{14}$ W/cm² bei steigender Intensität stetig zurückgeht und bei der maximalen Intensität nahezu verschwunden ist [Kut04]. Über eine Beeinflussung des Vorplasmas durch den ns-Vorimpuls wird nichts erwähnt. Vielleicht überschreitet dieser bei den höheren verwendeten Intensitäten die Plasmaschwelle und führt dazu, dass die erzeugten Vorimpulse nicht mehr mit einem Festkörper wechselwirken, sondern schon auf ein ausgedehntes Vorplasma treffen. Das würde den Rückgang der Verbesserung erklären.

Unter gleichen Bedingungen ist die Auswirkung von Phasenmodulation 2. und 3. Ordnung auf die Röntgenproduktion für Fe- K_α untersucht worden. Bei maximaler Intensität kann sowohl bei positiver als auch bei negativer Phasenmodulation eine Erhöhung der Ausbeute um einen Faktor von 1,7 bzw. 1,4 gemessen werden auf bis zu $1,9 \cdot 10^8$ K_α -Ph/s/4 π [Sil07].

Das gleiche Lasersystem ist verwendet worden, um mit einer Rotierenden-Scheibe-Quelle Experimente an Elementen mit verschiedener Ordnungszahl Z zu machen. Die K_α -Ausbeute für Titan, Chrom, Eisen, Nickel, Kupfer, Zink und Molybdän als Targetmaterial betrug kontinuierlich absteigend von $8 \cdot 10^5$ Ph/s/4 π bei Titan bis $0,7 \cdot 10^5$ Ph/s/4 π bei Zink bei einer Intensität von $2 \cdot 10^{14}$ W/cm² [Hag03]. Zeitaufgelöste Messungen sind bisher nicht veröffentlicht.

An der Ecole Polytechnique in Palaiseau existiert ebenfalls eine kHz- Röntgenquelle [Bon06]. Der sie antreibende Laser besteht aus einem Oszillator, einem regenerativen Vorverstärker und einem 4-Wege-Endverstärker. Die Anlage liefert Impulse mit einer Energie von 12mJ bei einer Impulsdauer von 160 fs. Zur Unterdrückung von Vorimpulsen und ASE im ns-Zeitbereich dient ein zusätzlicher optischer Schalter, bestehend aus zwei Polaristatoren und einer Pockelszelle. Die für die Röntgenproduktion genutzte Intensität liegt bei $3 \cdot 10^{16}$ W/cm².

Als Röntgentarget dient eine Kupfer-Drahtquelle. Die Intensität liegt im erwarteten Bereich. Es werden bis zu $6 \cdot 10^{10}$ Cu-K $_{\alpha}$ -Ph/s/4 π emittiert. Die Quelle hat einen Durchmesser von 20 μm , obwohl der optische Fokus nur einen Durchmesser von 7 μm aufweist.

Von einer weiteren kHz-Röntgenquelle wird aus der Universität von Alberta, Kanada, berichtet [Ser07]. Dort ist man ebenfalls mit einem kommerziellen kHz- Ti:Sa- Lasersystem ausgestattet. Die Impulsenergie beträgt bis zu 0,75 mJ, bei den beschriebenen Röntgenexperimenten werden aber nur 300 μJ genutzt. Die Dauer eines Impulses liegt bei 120 fs. 8,5 ns vor dem Hauptimpuls existiert ein Vorimpuls, mit einem Energieverhältnis von $5 \cdot 10^{-4}$ zum Hauptimpuls. Mit einem Mikroskopobjektiv wird auf einen Brennpunkt von 2,25 μm fokussiert. So erreicht man die vorhergesagten Intensitäten von bis zu $3,6 \cdot 10^{16}$ W/cm 2 .

Die Quelle an sich beruht auch auf dem rotierenden- Scheiben- Prinzip. Als Targetmaterial dient Kupfer. Es werden $6,7 \cdot 10^9$ Cu-K $_{\alpha}$ -Photonen pro Sekunde erzeugt. Die Größe der emittierenden Fläche ist zu 8 μm Durchmesser bestimmt worden.

Auch in Lund, Schweden, gibt es eine hoch- repetierende Röntgenquelle [Sjö03]. Sie basiert auf einem kHz-Ti:Sa-Laser, dessen Oszillatorimpulse von einem CPA- System, bestehend aus Strecker, regenerativen Verstärker, Viel- Wege- Verstärker und einem Kompressor, verstärkt werden. Die nutzbare Impulsenergie beträgt 0,7 mJ bei einer Impulsdauer von 25 fs. Durch eine zusätzliche Pockelszelle wird das Verhältnis zwischen 10ns Vorimpuls und Hauptimpuls auf 10^{-4} verbessert. Auch hier wird eine rotierende Scheibe als Röntgentarget benutzt, allerdings aus Tantal. Die Laserintensität liegt bei 10^{15} W/cm 2 . Die Quelle wird aufgrund des Materials mit hoher Ordnungszahl ($Z=73$) als Bremsstrahlungsquelle genutzt und ist daher nicht vergleichbar mit den anderen Quellen.

Eine weitere Tantal-Bremsstrahlungsquelle wird an der Universität von Bordeaux betrieben [Gob06]. Der dort benutzte Ti:Sa-Laser arbeitet mit kHz-Wiederholrate und liefert Impulse mit einer Energie von bis zu 3,6 mJ bei einer Impulsdauer von 45 fs. Es werden Intensitäten von bis zu $6 \cdot 10^{16}$ W/cm 2 erreicht. Das Kontrastverhältnis im ps- Bereich ist besser als 10^{-6} . 9 bzw. 4 ns vor dem Hauptimpuls existieren Vorimpulse mit einem Kontrastverhältnis von 10^{-4} bzw. $4 \cdot 10^{-5}$.

Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse im keV- Regime

Ferner gibt es an der Universität Michigan, USA, eine 0,5-kHz- Röntgenquelle [Bos07]. Der Laser erzeugt Impulse mit einer Energie von 1,5 mJ bei 30 fs. Bei scharfer Fokussierung werden so bis zu $5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ erreicht.

Hier wird auch eine rotierende Scheibe als Quelle der Röntgenstrahlung benutzt. Das Targetmaterial ist Silizium. Es wird K_α -Strahlung produziert, in der Veröffentlichung wird keine qualitative Aussage gemacht. Die Quelle hat einen Durchmesser von 6 μm .

An der Universität Jena gibt es auch eine kHz-Röntgenquelle. Leider gibt es dazu bisher keine dem Autoren bekannte Veröffentlichung.

Ohne auf die einzelnen Zahlenwerte zurückzugreifen, kann hier zusammenfassend festgestellt werden, dass für einige der beschriebenen Quellen mit entsprechender Spitzenintensität und zeitlicher Impulsstruktur, die der Durchschnittsleistung entsprechende Anzahl von Röntgenphotonen erzeugt werden kann. Ein genauerer Vergleich inklusive der einzelnen Daten findet sich im folgenden Unterkapitel.

2.3.3 Vergleich der Laserplasma- Quellen

Eine Gegenüberstellung der einzelnen Laserplasma-Röntgenquellen sowohl mit niedriger als auch mit hoher Repetitionsrate inklusive ihrer wichtigsten Parameter ist in der folgenden Tabelle zu finden. Um die Quellen untereinander vergleichbarer zu machen ist die Effizienz η der Quelle eingeführt worden. Als Effizienz wird die gesamte in K_{α} -Strahlung umgewandelte Strahlungsenergie im Verhältnis zur Laserenergie bezeichnet.

$$\eta = \frac{E_{ges,Röntgenstrahlung}}{E_{ges,Laser}} = \frac{N_{Röntgenphotonen} * E_{Röntgenphoton}}{N_{optischePhotonen} * \hbar \varpi_{optisch}} \quad \text{Gl. (2.1)}$$

Die Diskussion dieser Tabelle erfolgt am Ende dieser Arbeit im Kapitel 6, um hier nicht auf die Ergebnisse des 4. Kapitel vorgreifen zu müssen, in dem die in dieser Arbeit vorgestellt Röntgenquelle vollständig charakterisiert wird.

Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse im keV- Regime

Ort	Wiederhol- rate[Hz]	mitt. Laser- leistung [W]	Art d. Quelle	Strahlung [keV]	mitt. Photonen- fluss [Ph/4π/s]	mitt. Röntgen- leistung [W]	Effizienz ¹	Quellgröße [μm] ²
Palaiseau	10	0,6	Rot. Scheibe	Si-K _α (1,740)	2,3*10 ¹⁰	6,4*10 ⁻⁶	1,1*10 ⁻⁵	?
Jena	10	3	Band	Ti- K _α (4,510)	10 ¹³	7*10 ⁻³	2,3*10 ⁻³	70
Garching	10	3	Band	Cu- K _α (8,048)	10 ¹¹	1,3*10 ⁻⁴	4,34*10 ⁻⁵	50
Uni Due	10	1,2	Draht	Ti- K _α (4,510)	2*10 ¹⁰	1,4*10 ⁻⁵	1,2*10 ⁻⁵	35
	10	1,2	Draht	Cu- K _α (8,048)	4,8*10 ¹⁰	6,2*10 ⁻⁵	5,2*10 ⁻⁵	30
	10	1,2	Band	Cu- K _α (8,048)	2,7*10 ¹⁰	3,5*10 ⁻⁵	2,9*10 ⁻⁵	30
MBI	1000	5	Band	Cu- K _α (8,048)	6,8*10 ¹⁰	8,5*10 ⁻⁵	1,7*10 ⁻⁵	10
	1000	5	Band	Ni- K _α (7,478)	4,1*10 ¹⁰	4,9*10 ⁻⁵	9,8*10 ⁻⁶	10
	1000	5	Tröpfchen	Ga- K _α (9,252)	7,2*10 ¹⁰	1,1*10 ⁻⁴	2,1*10 ⁻⁵	?
Brown U. ³	2000	9	Draht	Cu- K _α (8,048)	1,5*10 ¹⁰	1,8*10 ⁻⁵	2,0*10 ⁻⁶	100 (indirekt)
	5000	15	Draht	Stahl-Bremsstr.	10 ⁹ (7-8 keV)	1,2*10 ⁻⁶	8,1*10 ⁻⁸	100 (indirekt)
	5000	15	Tröpfchen	Hg-Bremsstr.	5*10 ⁹ (6,5-7,5 keV)	5,5*10 ⁻⁶	3,7*10 ⁻⁷	41*19
	5000	15	Tröpfchen	Hg- L _α (9,989)	1,5*10 ¹⁰	2,4*10 ⁻⁵	1,6*10 ⁻⁶	41*19
Münster ⁴	10000	6	Band	Fe- K _α (6,404)	6*10 ⁹	6*10 ⁻⁶	1,0*10 ⁻⁶	85 (indirekt)
Palaiseau	1000	12	Draht	Cu- K _α (8,048)	6*10 ¹⁰	7,8*10 ⁻⁵	6,5*10 ⁻⁶	20
Alberta	1000	0,3	Rot. Scheibe	Cu- K _α (8,048)	6,7*10 ⁹	8,4*10 ⁻⁶	2,8*10 ⁻⁵	8
Uni Due ⁵	1000	3	Draht	Ti- K _α (4,510)	7*10 ¹⁰	5,1*10 ⁻⁵	1,7*10 ⁻⁵	<20

¹ Def. Effizienz: siehe vorfolgende Seite

² Eine Zahl gibt den Durchmesser an, wenn 2 Zahlen angegeben sind, wird von einer elliptischen Quelle ausgegangen. „?“ bedeutet, dass keine Quellgröße erwähnt wird. (indirekt) steht für eine Messung über den Fokus einer Röntgenoptik.

³ Diese Röntgenquelle wird überwiegend als Bremsstrahlungsquelle verwendet und ist dementsprechend optimiert. Das erklärt weitgehend die geringe Effizienz.

⁴ Mit anderen Laserparametern werden bei absolut geringerer Röntgenphotonenanzahl Effizienzen von bis zu einigen 10⁻⁵ erreicht.

⁵ Die Daten für die kHz- Quelle der Universität Duisburg-Essen werden in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit vorgestellt.

Abbildung 2.2:
Tabelle zum Vergleich der Laserplasma-Röntgen-
quellen

Um den Vergleich auf sämtliche Röntgenquellen ausdehnen zu können, wird des öfteren die Brillanz bzw. Helligkeit (engl.: brightness) der Quelle eingeführt. Sie beschreibt die Anzahl der Röntgenphotonen pro Sekunde in 0,1% der Bandbreite pro Raumwinkelanteil bezogen auf die Quellgröße:

$$B_{avg} = \frac{N_{Röntgen, Sekunde} (0,1\% Bandbreite)}{A(mm^2) * sr(mrad^2)} \quad \text{Gl. (2.2)}$$

Sie ist zu unterscheiden von der Spitzenbrillanz (engl.: peak brilliance), hier wird die Röntgenphotonenanzahl pro Impuls genutzt, und es wird zusätzlich durch die Impulsdauer dividiert:

$$B_{peak} = \frac{N_{Röntgen, Puls} (0,1\% Bandbreite)}{A(mm^2) * sr(mrad^2) * t(s)} \quad \text{Gl. (2.3)}$$

Vergleicht man anhand der Definitionen für die Brillanz Laserplasma-Quellen mit Beschleuniger-Quellen ist ein gravierender Unterschied der Emissionswinkel zu erkennen. Während Beschleuniger basierte Quellen eine Divergenz von einigen mrad haben, emittieren Plasmaquellen in den vollen Raumwinkel.

Untersucht man die Brillanzen für durchschnittliche Plasma-Quellen mit niedriger Wiederholrate mit denen mit hoher Wiederholrate, erhält man bei der Durchschnittsbrillanz bessere Werte für die hochrepetierenden Systeme aufgrund der geringeren Quellgröße; bei der Spitzenbrillanz ist es genau umgekehrt aufgrund der viel höheren Photonenzahl pro Impuls. Die folgende Tabelle stellt beispielhaft die Brillanzen der beiden Quellen der Uni Duisburg-Essen und zwei Beschleuniger- Quellen gegenüber:

	Röntgen- Photonen [10 ¹⁰ /s]	Quellgröße [10 ⁻⁶ mm ²]	Rö.-Imp.- Dauer [fs]	Durchschnitts- Brillanz [#N(0,1%BW)/ /mm ² /mrad ²]	Spitzen- Brillanz [#N(0,1%BW)/ /mm ² /mrad ² /s]
10 Hz	4,8	900	300	4,4*10 ⁶	1,5*10 ¹⁸
kHz	7	~ 225	300	2,5*10 ⁷	8,3*10 ¹⁶
Synchrotron (3. Gen.)	10.000	50.000	100.000	10 ²⁰	10 ²³
XFEL	1000	50.000	100	10 ²³	10 ³³

Abbildung 2.3: *Tabelle zu den Brillanzen der Röntgenquellen der Uni-Due, zum Vergleich die Werte eines Synchrotrons der 3. Generation und eines XFELs.*

Ordnet man diese Brillanz-Werte der Laserplasma-Quellen mit den in der Literatur angegebenen ein ([Ayv02], [She01], [Rou04a]) erkennt man, dass beide Quellen, insbesondere die hier beschriebene kHz-Quelle, im Vergleich mit anderen Laserplasma-Quellen in der Durchschnittsbrillanz eine gute Stellung einnimmt. Neuere Synchrotron-Quellen liegen in der Spitzenbrillanz einige Größenordnungen höher, obwohl ihre Zeitauflösung ohne die im vorigen Unterkapitel beschriebenen Techniken im 100 ps-Bereich liegt. Quellen der 4. Generation, die XFELs, werden noch wesentlich brillanter sein, da sie einen nahezu parallelen Röntgenstrahl (Divergenzwinkel: ~250 μ rad) mit hoher Photonenanzahl im keV-Regime mit Impulsdauern von unter 100 fs emittieren.

3. Experimentelle Voraussetzungen

Im Abschnitt 2.3 ist diskutiert worden, welche Voraussetzungen für Laserplasmaquellen, sowohl von Seiten des Lasers als auch von Seiten der Röntgenquelle, erfüllt sein müssen, um effizient Röntgenstrahlung zu erzeugen. Kapitel 3 greift diese Diskussion auf und schildert die experimentellen Bedingungen für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen.

Im Abschnitt 3.1 wird das kHz-Lasersystem charakterisiert. Dieses Kapitel ist unterteilt in vier weitere Unterkapitel. Das Erste stellt den bevor dem Beginn dieser Arbeit vorhandenen Kurzimpuls-Laser vor (3.1.1). Die nächsten drei Unterkapitel beschreiben die Ausbaustufen des Lasers hinsichtlich einer effizienten Röntgenstrahlungserzeugung. Eine erhöhte Ausgangsleistung (3.1.2) stellt sicher, dass bei ausreichender Fokussierung die benötigten Intensitäten erreicht werden können. Die Verbesserung der zeitlichen Struktur (3.1.3) der Impulse dient der Vermeidung von Vorimpulsen, die das Laserplasma negativ beeinflussen können. Um die Eigenschaften des Lasersystems mit der benötigten Genauigkeit überprüfen zu können, ist ein umfangreiches Diagnostik-System (3.1.4) aufgebaut worden.

Der Abschnitt 3.2 stellt die kHz-Röntgenquelle vor und ist ebenfalls in vier Unterkapitel unterteilt. Zuerst wird der mechanische Aufbau inklusive der Laserfokussierung dargestellt (3.2.1), dann werden die Eigenschaften der genutzten Röntgenoptik und deren Funktionsweise untersucht (3.2.2). Im Folgenden werden die vorhandenen Röntgendetektoren hinsichtlich Funktionsweise und Anwendung im Experiment vorgestellt (3.2.3). Das letzte Unterkapitel diskutiert die Voraussetzungen für Beugungsexperimente an dünnen Schichten.

3.1 kHz- Lasersystem

3.1.1 Ausgangslage

Zu Beginn dieser Arbeit bestand das mit kHz-Repetitionsrate arbeitende Titan-Saphir-Lasersystem („kHz- Laser“ genannt, zur Abgrenzung vom ebenfalls vorhandenen 10 Hz-Lasersystem) aus einem Ti: Sa-Oszillator ([ZhoDis], [HeiDip]) und einem CPA- System¹ mit einem regenerativen Verstärker und einem Vier-Wege-Verstärker ([ZhoDis], [NickDis], [Bac98]). Ein akusto-optischer Amplituden- und Phasenmodulator ([Kap02], [MauDis]) („Dazzler“) ist zwischen Oszillator und Verstärkern eingesetzt worden, um die Impulsform zu manipulieren.

Der Oszillator ist ein klassischer „Kerr lens“-modengekoppelter Ti:Sa-Oszillator [Spe91] mit einem Prismenpaar zur Gruppengeschwindigkeitsdispersionskompensation². Der Inversionsaufbau im Ti:Sa- Kristall erfolgt durch einen frequenzverdoppelten Dauerstrich-Nd:VO₃ Laser (Modell: Spectra Physics, Millennia)³ mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von 3,6 W. Modengekoppelt beträgt die Ausgangsleistung des Oszillator 100 mW bei einer Impulsdauer von 20 fs und einer Wiederholrate von etwa 82 MHz.

Der akusto-optische Modulator dient der unabhängigen Manipulation von spektraler Amplitude und Phase. Grundsätzlich wird er zur Herstellung bandbreite-begrenzter Impulse verwendet, indem Phasenstörungen, die durch den Kompressor nicht kompensiert werden können, vorkorrigiert werden.

Um ultrakurze Impulse effektiv verstärken zu können, wird die CPA-Technik [Bac98] angewendet. Da hohe Lichtintensitäten, aufgrund optischer Nichtlinearitäten, insbesondere im Verstärkermedium zu irreversiblen Störungen der Impulseigenschaften und zu Zerstörungen am Verstärkermaterial oder den Optiken führt, muss für eine effiziente Verstärkung die Impulsdauer verlängert werden. Dies geschieht mit Hilfe einer dispersiven Laufzeitanordnung. Vor der Verstärkung wird der Impuls durch einen solchen Strecker (engl.: *Stretcher*) um 3-4 Größenordnungen verlängert. Dieser Strecker weist eine positive Gruppengeschwindigkeitsdispersion (engl.: *GVD*) auf, d.h. die kurzwelligen Anteile laufen

¹ Chirped Puls Amplification

² engl: group velocity dispersion compensation

³ Nd:VO₃ bedeutet Neodium: Vanadat

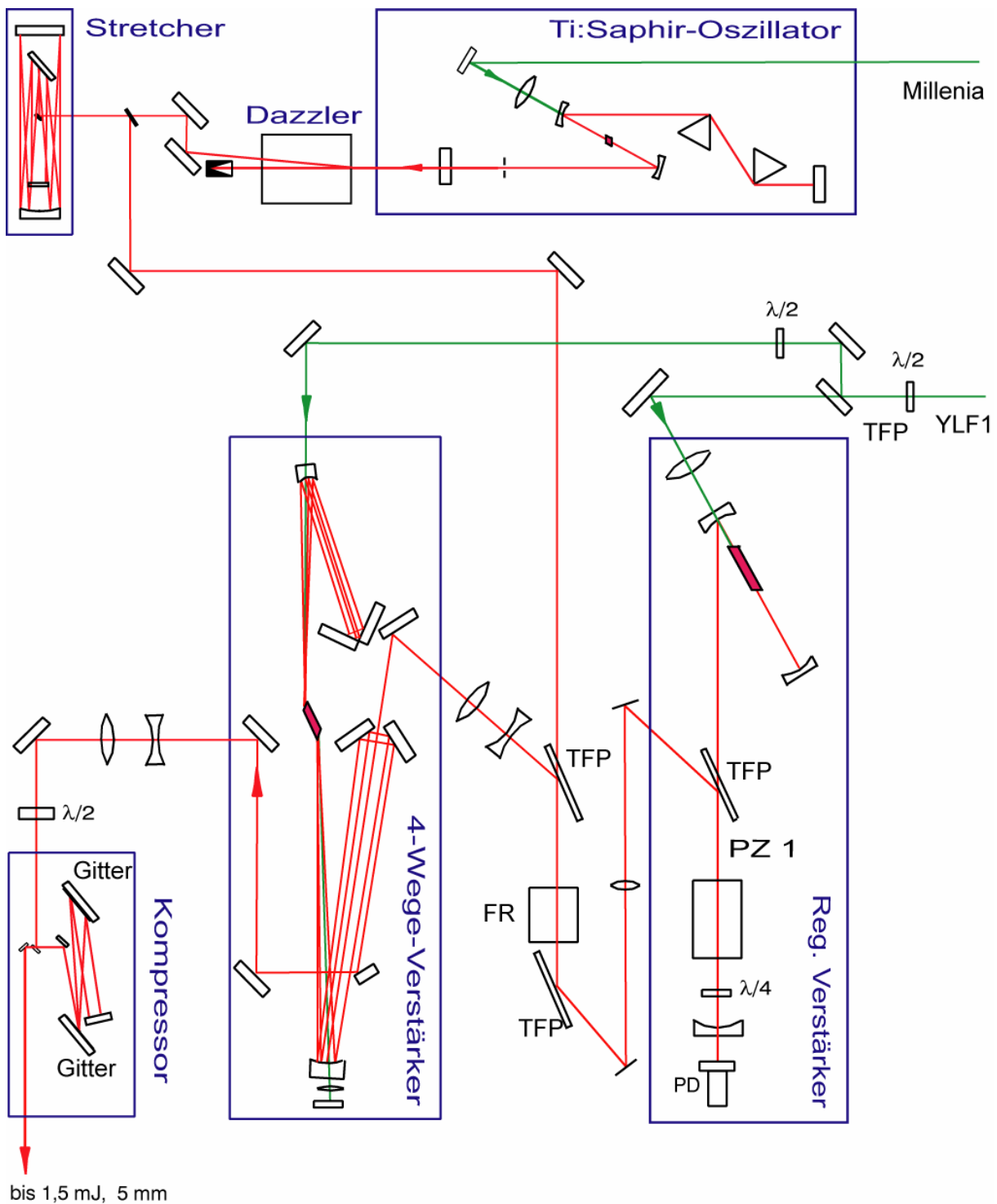


Abbildung 3.1: Darstellung der Ausgangslage des kHz-Lasersystems

den Langwelligen hinterher. So verlängert können die Impulse dann 10^6 mal oder mehr verstärkt werden. Der Kompressor macht die Dispersion wieder rückgängig und komprimiert die Impulse wieder auf nahezu die ursprüngliche Impulsdauer.

Es muss beachtet werden, dass auf dem letzten Gitter im Kompressor die Impulse bereits ihre minimale Dauer aufweisen und daher dieses Gitter mit maximaler Intensität belastet wird. Um intensitätsbedingte Schädigungen des Gitters zu vermeiden, wird der Strahlquerschnitt möglichst groß gemacht. Die Transmission des Kompressors beträgt fast 70%.

Die nach dem Strecker 170 ps langen, p- polarisierten Impulse werden über eine „optische Weiche“, bestehend aus zwei parallelen Dünnpolarisatoren (Thin Film Polarisators) und einem Faraday-Rotator, in den regenerativen Verstärker eingekoppelt. Die jetzt s- polarisierten Impulse werden von den TFPs reflektiert, durchlaufen zweifach die noch inaktive Pockelszelle (PZ) und eine $\lambda/4$ -Platte. Wieder p-polarisiert passieren sie den TFP und werden zweimal verstärkt im Ti:Sa-Kristall. Gepumpt wird der Kristall mit einem frequenzverdoppelten kHz-gepulsten Nd-YLF- Laser ($\lambda = 527$ nm) mit 4 Watt Leistung. Ab dem Rückweg muss die PZ mit einer $\lambda/4$ - Spannung versorgt sein, so dass die Polarisation der Impulse effektiv nicht mehr gedreht wird. Ist die maximale Verstärkung nach 20-30 Umläufen erreicht, wird die Spannung abgeschaltet und der s-polarisierte Laser verlässt den regenerativen Verstärker mit einer Impulsenergie von etwa 600 μ J und wird über die „optische Weiche“ in den 4-Wege-Verstärker eingekoppelt.

Im 4-Wege-Verstärker wird ein Ti:Sa-Kristall viermal auf verschiedenen Wegen vom gleichen Laserimpuls durchlaufen. Dabei wird die Impulsenergie auf ca. 2.2 mJ erhöht. Dafür muss der Kristall mit 10 W des oben erwähnten Pumplasers angeregt werden. Um die damit verbundene thermische Last abzubauen zu können, ist der Verstärker Peltier- und Wasser gekühlt auf 17°C. Im Englischen wird dieser Typ Verstärker als „Multi-pass“-Verstärker bezeichnet.

Am Ausgang des Lasersystems stehen Impulse mit ca. 1,5 mJ Energie, einer Impulsdauer von 45 fs und einem Strahldurchmesser von $D_{\text{FWHM}} = 5$ mm zur Verfügung.

3.1.2 Maßnahmen zur Erhöhung der Impulsenergie

Um die Impulsenergie zu erhöhen, ist eine weitere Zwei-Wege-Verstärkerstufe aufgebaut worden und nach den existierenden Verstärkern ins System integriert worden. Als aktives Medium dient auch hier Ti:Sa. Diese neue Verstärkerstufe wird beidseitig von je einem frequenzverdoppelten, güte-geschalteten Nd:YLF- Laser (YLF 2&3) mit je 10 W Leistung gepumpt. Um Verschlechterungen der Laserstrahleigenschaften zu vermeiden, muss die Ausbildung thermischer Linsen im Verstärkermedium möglichst gering gehalten werden. Das geschieht durch die Kühlung des Verstärkerkristalls auf tiefe Temperaturen. Diese Kühlung erhöht die thermische Leitfähigkeit und senkt die temperaturbedingte Änderung des Brechungsindex des Ti:Sa-Kristalls. Hierfür wird ein Joule-Thompson- Kühler verwendet, der den Kristall auf ca. 120 K bzw. -150°C hält. Durch diese Maßnahme bildet sich eine zehnfach schwächere Linse als bei Raumtemperatur ([Bac97], [Bac01]). Bei diesen Temperaturen muss der Verstärker im Vakuum betrieben werden (Kondensation). Um eine Verunreinigung des Verstärkerkristalls zu vermeiden – er wirkt als kältester Teil der Anlage als eine Art Cyro-Pumpe - muss der Druck kleiner als 10^{-6} mbar sein. Sowohl die Eintrittsfenster als auch der Kristall sind in Brewster- Geometrie angeordnet zur Vermeidung von Reflektionsverlusten.

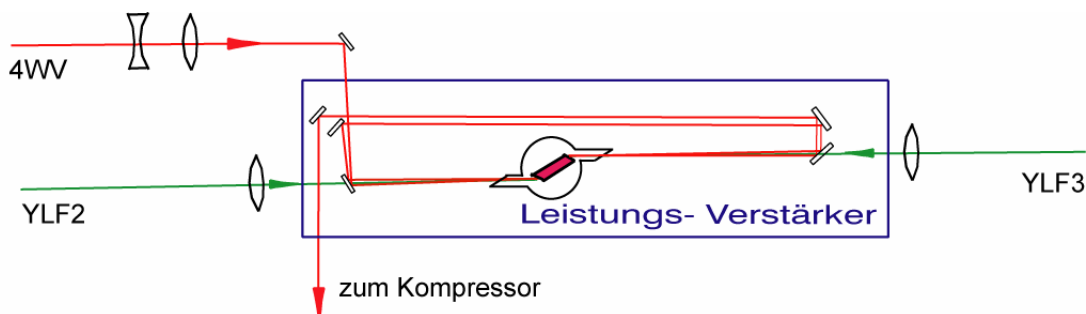


Abbildung 3.2: Skizze der zusätzlichen Verstärkerstufe zur Erzielung höherer Impulsenergien

Die Strahltaile der Laserstrahlung muss sich im Ti:Sa- Kristall befinden und sollte $500\text{ }\mu\text{m}$ nicht unterschreiten, um die Zerstörungsschwelle des Kristall nicht zu überschreiten. Die Strahlquerschnitte der Pumplaser müssen dementsprechend angepasst werden.

Mit diesen Parametern sind unkomprimiert Impulse mit Energien von über 7 mJ erzeugt worden. Nach dieser Verstärkung wird der Laser auf eine Halbwertsbreite (FWHM) von 9 mm aufgeweitet, begrenzt durch die Abmessungen des letzten Gitters des Kompressors, um die thermische Last und die Zerstörungsgefahr für eben dieses Gittern zu minimieren. Nach

Experimentelle Voraussetzungen

der Kompression stehen Impulse mit einer Energie von maximal 5 mJ und einer Impulsdauer von 45 fs zur Verfügung.

3.1.3 Maßnahmen zur Verbesserung der zeitlichen Struktur der Impulse

Wie schon im Abschnitt 2.3 beschrieben, ist es für die effiziente Produktion von K_{α} -Linienstrahlung wichtig, dass kein Vorplasma mit einer „langen“ Plasmaskalenlänge ($>\lambda$) erzeugt wird. Um das zu gewährleisten, muss die zeitliche Struktur der Laserimpulse möglichst frei sein von Vorimpulsen, die, wenn sie die Ablationsschwelle des Röntgentargets überschreiten, ein Vorplasma verursachen können.

Durch die Erhöhung der Impulsenergie ist es noch wichtiger geworden, dass die Impulse zeitlich sauber sind. Denn bei gleichem Kontrastverhältnis können nun die ebenfalls mitverstärkten Vorimpulse Ablations- bzw. Plasmaschwellen überschreiten. Daher ist das Kontrastverhältnis durch geeignete Maßnahmen auf ein Niveau zu verbessern, dass die Erzeugung eines Vorplasmas vermeidet.

Es existieren drei Arten von Vorimpulsen. Zwei davon haben Impulsdauern unter 1 ps, die ihrem Auftreten nach vor dem Hauptimpuls als 10ns bzw. 1ns- Vorimpuls bezeichnet werden. Die dritte Art wird als verstärkte spontane Emission (Amplified Spontaneous Emission) bezeichnet.

Für die „kurzen“ Vorimpulse gilt, dass die im Folgenden beschriebenen Kontrastverhältnisse Impulsenergieverhältnisse sind, da aufgrund der langen Impulsantwort (0,3 ns) die zur Messung verwendete Photodiode integral arbeitet und das Messsignal somit proportional zur Energie des Laserimpulses ist.

Der regenerative Verstärker ist die alleinige Quelle für die „kurzen“ Arten von Vorimpulsen. Die verwendete Pockelszelle (PZ) besitzt ein Sperrverhältnis von 10^{-3} . Dieser Anteil von einem Promille wird dann von den Dünnschichtpolarisatoren aus dem regenerativen Verstärker ausgekoppelt. In der Impulsstruktur macht sich das durch Impulse (Abb. 3.3a, Typ 1) deutlich, deren zeitlichen Abstände der Resonatorumlaufzeit im regenerativen Verstärker entsprechen. Diese beträgt hier 10 ns. Das führt dazu, dass vor dem Hauptimpuls (Abb. 3.3a, Typ 3) Impulse mit 10 ns, 20 ns, 30 ns usw. ausgekoppelt werden. Da diese Vorimpulse die beiden Viel- Wege- Verstärker vor dem Hauptimpuls, aber schon deutlich nach den Pumpimpulsen, erreichen, werden sie dort besser, da ungesättigt, verstärkt als der Hauptimpuls. Ohne zusätzliche Maßnahmen beträgt daher das 10ns-Kontrast-Verhältnis $\sim 1\%$.

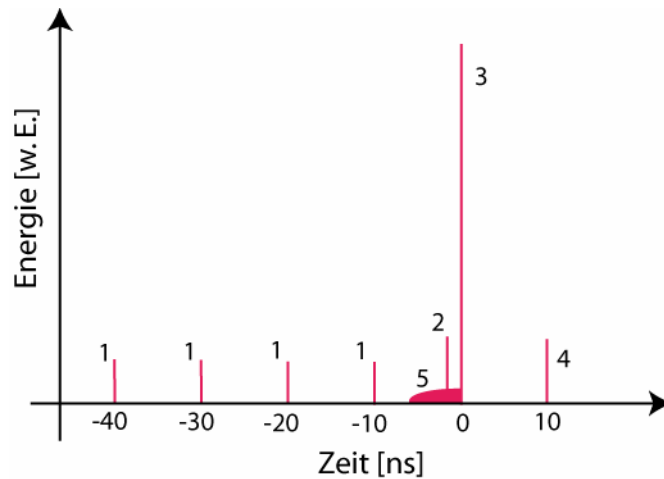


Abbildung 3.3a: Schematische Darstellung der Vorimpulsstruktur

Die zweite Art von Vorimpuls (Abb. 3.3a, Typ 2) bildet einen einzelnen Impuls ca. 1 ns vor dem Hauptimpuls. Verursacht wird er durch die Unterschiede der Resonatorumlaufzeiten des Oszillators (11 ns) und des reg. Verstärkers (10 ns). Generell wird jeder der Oszillatorimpulse durch den Faraday-Rotator in den regenerativen Verstärker eingekoppelt. Durch zweimaliges Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte und der spannungslosen PZ erreicht der nun p-polarisierte Impuls den Kristall, wird verstärkt und passiert den Dünnschichtpolarisator (TFP) 1 ns bevor der eigentliche Impuls diesen zum ersten Mal erreicht. Dann werden beide Impulse um $2\lambda/4$ gedreht und der Vorimpuls wird anschließend durch den TFP aus dem Verstärker herausreflektiert. Da für breitbandige TFP jedoch eine Resttransmission von fast 10% für s-polarisierte Strahlung existiert, bleibt dieser Bruchteil im Verstärker und wird vor dem Hauptimpuls mit diesem geschaltet und auch verstärkt. Abbildung 3.3b zeigt die beiden gemessenen Vorimpulse.

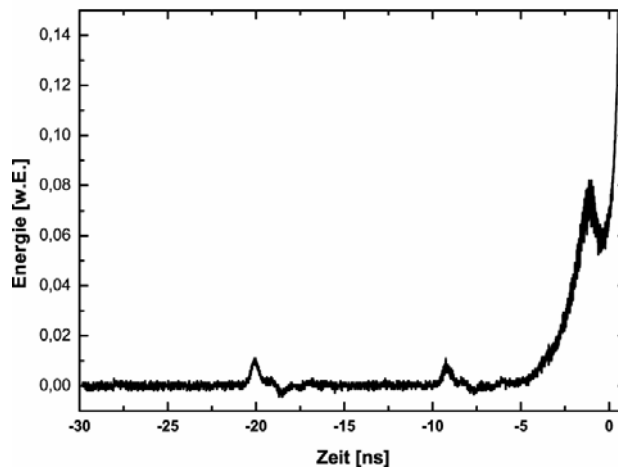


Abbildung 3.3b: Vorimpulsstruktur des kHz-Lasers, normiert auf das Maximum des Hauptimpulses, aufgenommen mit einer Photodiode, Typ Valvo29

Zur Verbesserung der Impulsstruktur ist der Faraday-Rotator gegen eine weitere Pockelszelle ausgetauscht worden. Bevor der Hauptimpuls die geänderte optische Weiche erreicht, muss die PZ mit $\lambda/2$ -Spannung (Die Spannung, die benötigt wird, um die Polarisation um $\lambda/2$ zu drehen, hier 8 kV) versorgt werden. Während der Umlaufzeit im reg. Verstärker bleibt sie auf dieser Spannung. Das führt dazu, dass die 10 ns-Vorimpulse dort gedreht werden, so dass sie am letzten TFP nicht reflektiert werden und die Viel-Wege-Verstärker nicht erreichen. Am Laserausgang ist das 10ns- Kontrastverhältnis nun besser als 10^{-4} . Problematischer ist der 1ns-Vorimpuls. Aufgrund der langen Anstiegs- bzw. hier Abfallsflanken der PZ (5 ns bzw. 4 ns, 5-95% der Signalthöhe) ist es nur bedingt möglich, den 1ns-Vorimpuls durch Abschalten der $\lambda/2$ -Spannung zu unterdrücken. Das beste erreichte Kontrastverhältnis beträgt hier 10^{-3} .

Das Intensitätskontrastverhältnis ist sowohl beim 10 ns- als auch dem 1ns- Vorimpuls ca. eine Größenordnung besser als das Energiekontrastverhältnis, da sie beide einen Umlauf im regenerativen Verstärker weniger bzw. mehr erfahren und daher nicht optimal komprimiert werden. Ihre gemessene Impulsdauer beträgt mehr als 400 fs.

Da dieses Kontrastverhältnis für die effiziente Erzeugung von Linienstrahlung nicht ausreichend gewesen ist, siehe Kapitel 2.3, ist eine zusätzliche, rein optische Verbesserung durchgeführt worden. Um den 1ns-Vorimpuls zu vermeiden, ist der Laufzeitunterschied der beiden Resonatoren geändert worden. Änderungen des optischen Weges um 30 cm ergeben eine Laufzeitänderung von 1 ns. Aus dem Vor- kann ein Nachimpuls gemacht werden, indem der reg. Verstärker verlängert wird oder durch eine Verkürzung des Oszillators. Hier ist die Verkürzung des Oszillators verwirklicht worden.

Es ist nicht gelungen, den nun vom Vor- zum Nachimpuls geänderten Impuls mit einer Photodiode aufzulösen. Messungen mit einem Autokorrelator (siehe 3.1.4) ergeben, dass der Nachimpuls um 407 ps dem Hauptimpuls folgt, wobei das Kontrastverhältnis aufgrund der nun vollkommen fehlenden Unterdrückung durch die Pockelszellen gleich geblieben ist.

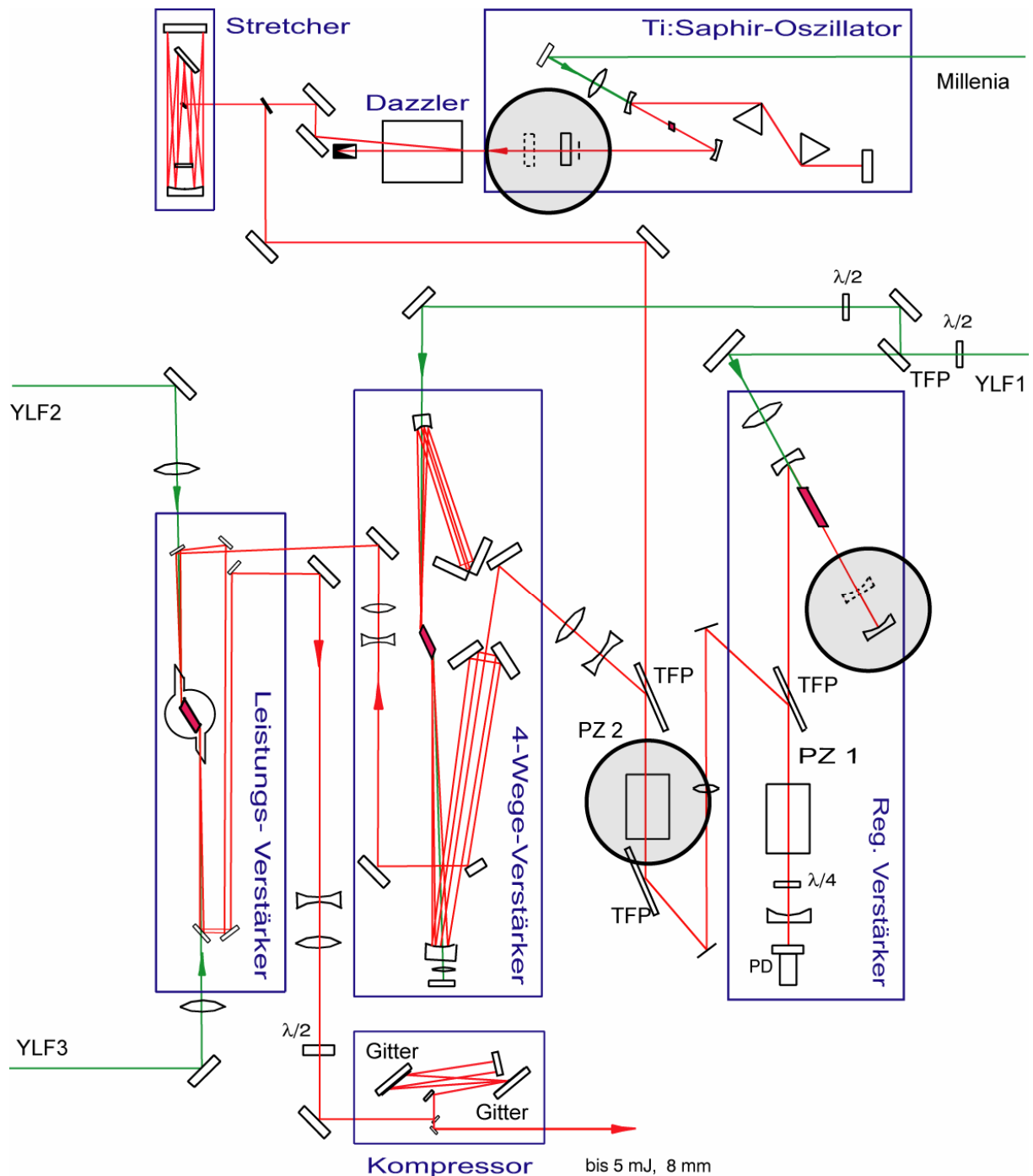


Abbildung 3.4: Skizze des kompletten Lasersystems inkl. Änderungen zur Optimierung der Impulsstruktur (grau unterlegte Kreise)

Ein weiteres Problem kann durch die oben erwähnte verstärkte spontane Emission (ASE) (Abb. 3.3a, Typ 5) verursacht werden. Da der Pumpimpuls 20-30 ns vor dem zu verstärkenden Impuls geschaltet werden muss, kann die Besetzungsinversion schon durch spontane Emission abgebaut werden, die dann mitverstärkt wird. ASE ist abhängig von der Verstärkung, daher ist ihre Hauptquelle auch der reg. Verstärker. Ihre Abstrahlrichtung wird durch die Verstärker- Geometrie bestimmt, d.h. in diesem Fall ist sie gerichtet. Mit Hilfe der

Experimentelle Voraussetzungen

Pockelszellen kann sie in den 3-4 ns vor dem Hauptimpuls auf ein Kontrastverhältnis von nahezu 10^{-4} begrenzt werden. Die Messung der ASE liefert deren tatsächliche Dauer, sie beträgt in diesem Fall folglich einige ns.

Sind die PZ und Pumplaser so justiert, dass es minimale Vorimpulse und ASE gibt, kann nicht verhindert werden, dass es durch unvollständiges Auskoppeln aus dem reg. Verstärker zu einem Nachimpuls (Abb. 3.3a, Typ 4) von 10% kommt.

Zusammenfassend kann vermerkt werden, dass es gelungen ist, die zeitliche Impulsstruktur mit den beschriebenen Maßnahmen entscheidend zu verbessern. Der 1ns- Vorimpuls ist eliminiert worden, ASE und 10ns- Vorimpuls sind auf ein Kontrastverhältnis von 10^{-4} begrenzt worden. Kapitel 4 wird zeigen, dass es so möglich ist, effizient Röntgenstrahlung zu erzeugen.

3.1.4 Charakterisierung der Laserimpulse

Um reproduzierbare Ergebnisse in der Röntgenproduktion erzielen zu können (siehe Kapitel 4), müssen die Laserimpulse möglichst vollständig charakterisiert werden. Dafür ist das vorhandene Diagnostik-System ausgebaut worden. Die Eigenschaften der Laserimpulse werden durchgehend, auch während der Messungen, aufgezeichnet (mit Ausnahme der Autokorrelationen).

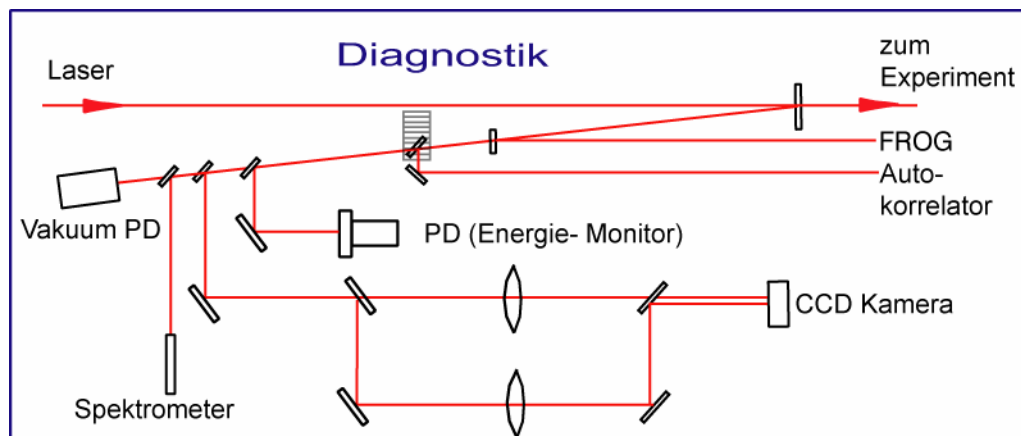


Abbildung 3.5: Skizze des Diagnostik-Systems am Laserausgang

Über ein dünnes Quarz- Glasplättchen wird ein Bruchteil (ca. 4%) der Laserstrahlung in den Diagnostikzweig ausgekoppelt. Impulsdauer und die Halbwertsbreite des 2. Harmonischen Spektrums werden „online“ aus den FROG-Bildern gewonnen. Das von R. Trebino und D. Kane [Tre97] entwickelte FROG- Verfahren dient der vollständigen Charakterisierung von Laserimpulsen. Hier wird das SHG- FROG-Verfahren angewendet.

Um die zeitliche Struktur der Impulse mit einem hohen dynamischen Bereich (5 Größenordnungen) mit kHz-Wiederholrate analysieren zu können, ist ein schnell-scannender 2. Harmonischen Autokorrektor [Dis_Nick] mit 500 ps Verzögerungsstrecke aufgebaut worden. Vorteil der schnell-scannenden Technik ist, dass Schwankungen des Systems nicht ins Gewicht fallen und man nahezu instantan ein vollständiges, sich ständig verbesserndes Signal bekommt. Im Gegensatz zu herkömmlichen AKF-Aufnahmen, wo für jede Verzögerungszeit über einige Zeit integriert wird, zeichnet man mit der schnell- scannenden Methode innerhalb weniger Sekunden eine vollständige Spur auf und wiederholt das beliebig oft zur Verbesserung des Signals. Vier Größenordnungen können mit Hilfe einer Photodiode

Experimentelle Voraussetzungen

und eines Photomultipliers zeitgleich gemessen werden. Durch Änderung der Filterkombination des Photomultipliers kann zumindest eine weitere Größenordnung gewonnen werden. Diese Methode steht nicht „online“ zur Verfügung.

Die in Abb. 3.5 abgebildete Diode (PD) misst die Energie der Impulse beim Verlassen des Lasers. Für jede Verstärkerstufe im System steht eine weitere Diode zur Verfügung, die die Energie nach selbiger misst.

Mit einer Vakuumphotodiode (Valvo UVHC20, Anstiegszeit 0,3 ns) und einem GHz-Oszilloskop wird die Impulsstruktur im ns- Bereich aufgezeichnet (siehe Abbildung 3.3b). Um den Messbereich auf über 3 Größenordnungen auszudehnen, muss die Diode für die Feinstruktur im nichtlinearen Bereich verwendet werden und der Messbereich muss aus zwei Spuren zusammengesetzt werden.

Mit Hilfe der CCD- Kamera wird sowohl das Fernfeld (Fokus der unteren Linse) und das Nahfeld (Abbildung des Laserstrahls nach dem Verlassen des Kompressors) dargestellt. So wird sowohl die räumliche Strahlform als auch die Strahllage aufgezeichnet.

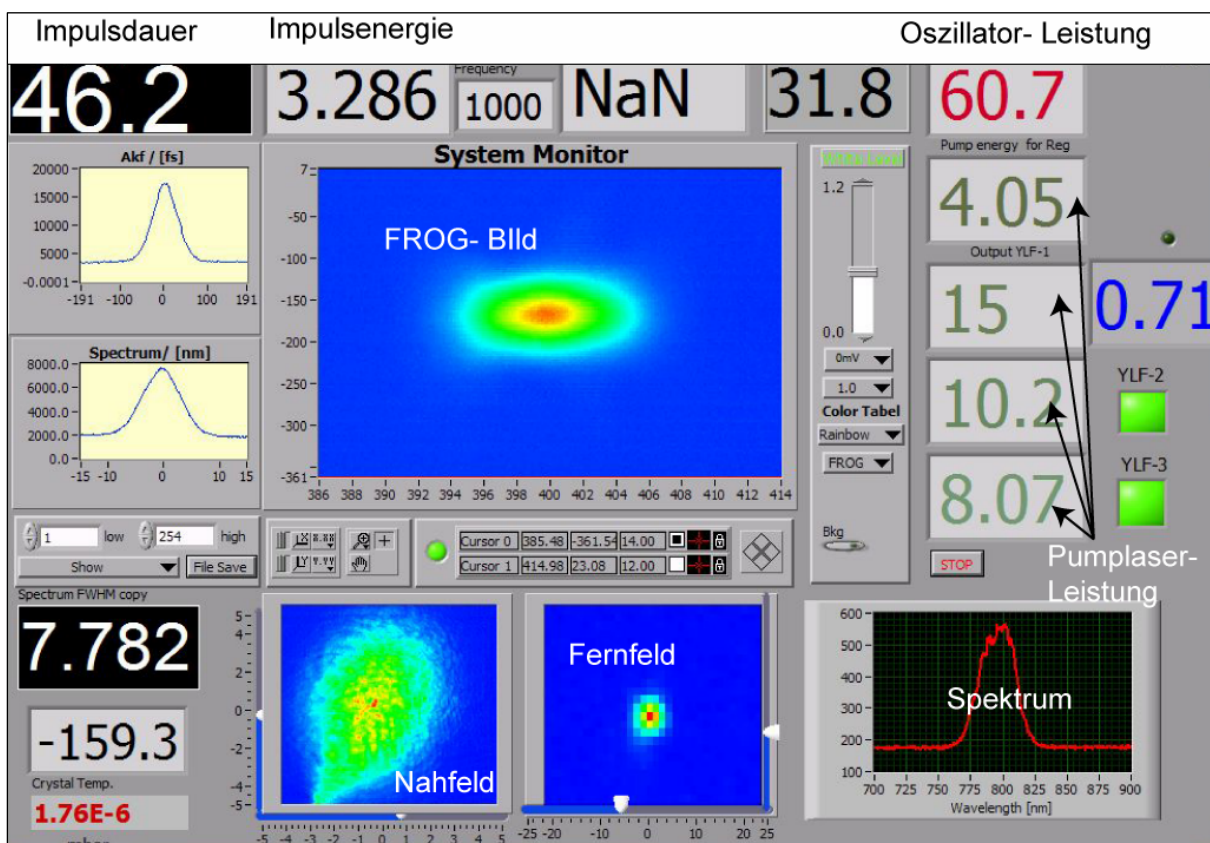


Abbildung 3.6: Bild des Online-Laserstatusmonitor inkl. Beschriftung der wichtigen Parameter

3.2 kHz- Röntgenquelle

Dieses Kapitel beschreibt sowohl den optischen als auch den mechanischen Aufbau der kHz-Röntgenquelle. Abbildung 3.7 zeigt eine vereinfachte Darstellung des gesamten Experiments. Die, wie im vorherigen Unterkapitel erläutert, hergestellten Laserimpulse werden über eine ca. 5 m lange Rohrleitung, die der Sicherheit und der räumlichen Stabilität der Laserimpulse (indem sie Turbulenzen in der Luft verhindert) dient, in den Röntgenaufbau eingekoppelt.

Am ersten Strahlteiler wird der Laser aufgeteilt in einen Anrege- (orange) und einen Abfrageimpuls (rot)¹.

Der Abfrage-Impuls wird über dielektrische Spiegel, die für die Zentralwellenlänge von $800\text{nm} \pm 100\text{ nm}$ eine Reflektivität von über 99,9% aufweisen, weitergeleitet in eine variable Vorimpulserzeugungseinheit. Mit Hilfe von Halbwellenplatten ($\lambda/2$ -Platten) und Dünnschichtpolarisatoren (TFP) (Diese arbeiten für breitbandige Impulse eigentlich unter einem Winkel von 72° , hier der Übersicht halber als 45° dargestellt) kann ein veränderbarer Bruchteil der Energie in einen Vorimpuls geleitet werden, der dann mit zeitlich variablen Abstand kollinear zum Hauptimpuls propagiert und der Optimierung der Röntgenerzeugung dient.

Diese beiden Impulse treten dann durch ein Quarzfenster in die Experimentierkammer ein, in der ein Feinvakuum ($P \approx 10^{-2}$ mbar) herrscht. Die Impulse werden von einem goldbeschichteten „off-axis“ Parabolspiegel auf einen Draht fokussiert. Dort wandelt sich ein Teil des Hauptimpulses in Röntgenstrahlung um, die sich in den vollen Halbraum vor dem Draht ausbreitet. Ein Bruchteil dieser Röntgenstrahlung (grün), die nun als Abfrageimpuls dienen soll, wird von einem torisch geformten Kristallspiegel reflektiert, auf eine Probe fokussiert und dort zeitlich und räumlich mit dem optischen Anregeimpuls überlagert.² Der zeitliche Unterschied zwischen Anrege- und Abfrageimpuls wird außerhalb des Vakuums durch Veränderung der Laufstrecke des Anregeimpulses variiert. Die Röntgenstrahlung wird an der Probe Bragg-gebeugt und von einer Röntgen-CCD-Kamera detektiert. Auf diese Weise besitzt man nun die Möglichkeit, optische Anrege- Röntgenabfrage-Experimente durchzuführen. Mit Hilfe einer energiselektiven Röntgen-Photodiode (XR-100CR) wird die spektrale Zusammensetzung der Röntgenstrahlung analysiert und der totale K_α - Fluss gemessen.

¹ Der englische Begriff für diese Messtechnik lautet Pump-Probe-Experiment, mittlerweile wird er auch häufig im Deutschen verwendet.

² siehe dazu Kapitel 5.1

Experimentelle Voraussetzungen

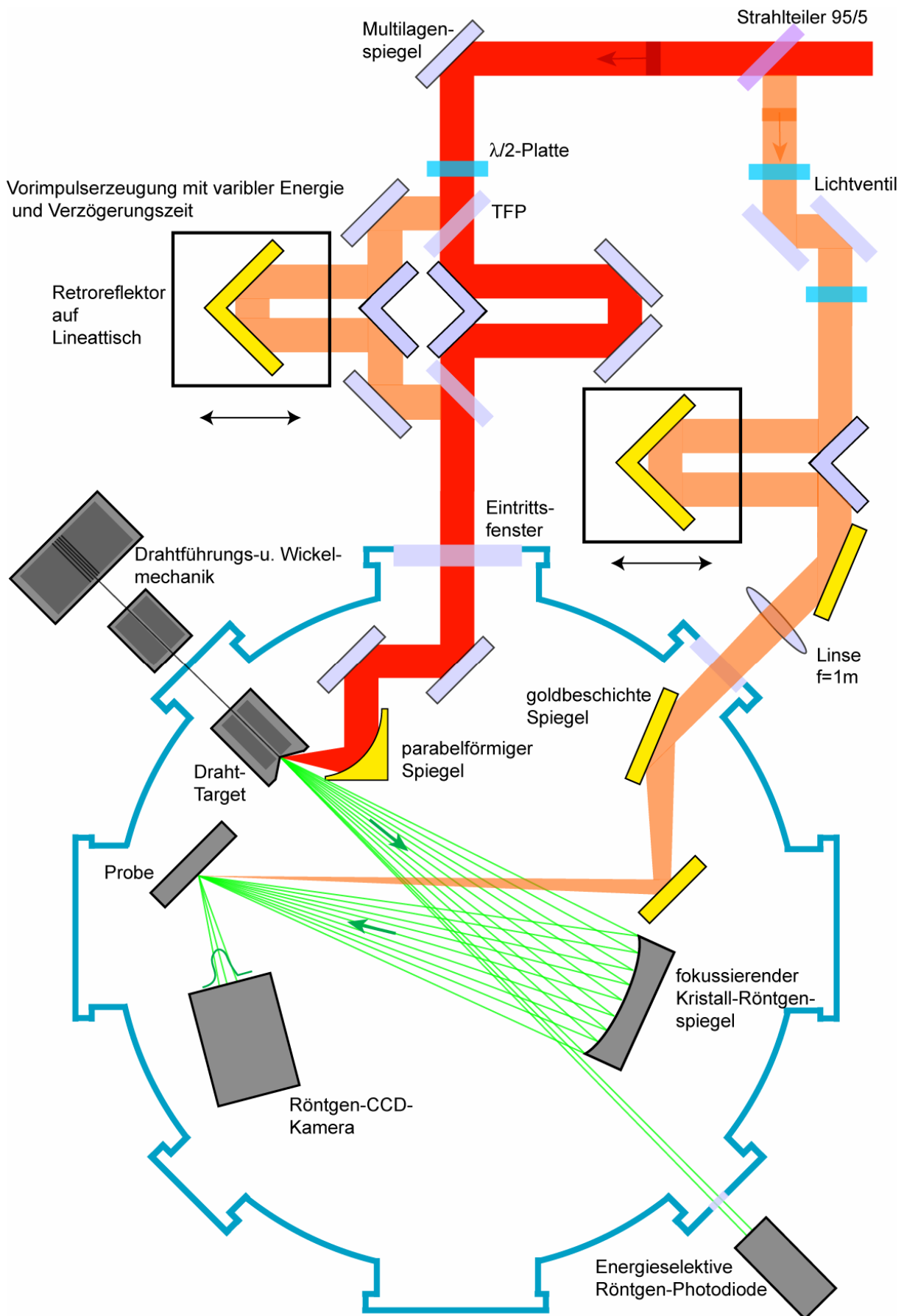


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des gesamten Röntgenaufbaus

3.2.1 Fokussierung der Laserimpulse

Um die benötigte Intensität ($\geq 10^{16} \text{ W/cm}^2$, siehe Kapitel 2.1 u. 4.1.2) für optimale K_{α} -Erzeugung zu erreichen, muss bei hoch repetitierenden Lasersystemen im Unterschied zu den Terawatt-Lasern sehr scharf fokussiert werden. Um Linsenfehler wie Astigmatismus, chromatische und sphärische Aberration zu vermeiden und fast beugungsbegrenzt fokussieren zu können, wird hier ein parabelförmiger Hohlspiegel verwendet.

Dieser Spiegel ist mit einer geschützten Goldschicht versehen. Seine Reflektivität beträgt laut Herstellerangaben [www02] bei einer Wellenlänge von 800 nm ca. 99%.

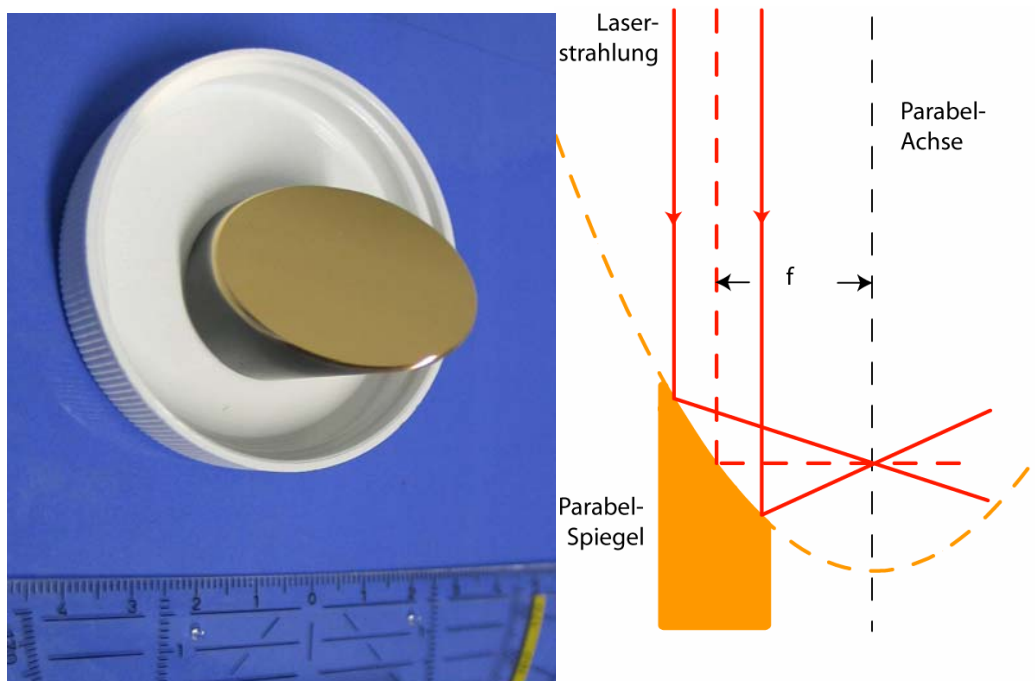


Abbildung 3.8: Links: Goldbeschichteter 90°-Parabel-Spiegel, Apertur 1“, hergestellt von: Janos Inc.; rechts: Strahlengang

Um eine einfache Positionierung des Brennpunkts zu gewährleisten, wird ein 90°-nicht-axiales-Segment eines Rotationsparaboloids verwendet, d.h. dass ein- und ausfallende Lichtbündel einen Winkel von 90° bilden. Das bietet den Vorteil, dass die Lage des Brennpunktes in beiden Raumrichtungen unabhängig voneinander variiert werden kann.

Es sind zwei verschiedene Brennweiten, $f_1 = 100 \text{ mm}$ und $f_2 = 50 \text{ mm}$ (Öffnungswinkel $f/4$ bzw. $f/2$) verwendet worden.

Der langbrennweitige Spiegel besitzt einige Vorteile und einen Nachteil. Vorteile sind die einfachere Justage und die Möglichkeit, weitere optische Elementen vor dem Fokus zu

platzieren zu können. Auch die „Debris“-Problematik wird durch den längeren Abstand zwischen Parabelspiegel und Draht verringert. Als „Debris“-Problematik bezeichnet man die Ablagerung von ablatierten Material des Drahts auf Optiken. Die Deposition von hier Titan-Staub führt zu einer kontinuierlichen Reduzierung der Reflektivität und schlussendlich zur Zerstörung der entsprechenden Optik. Um den Parabel-Spiegel zu schützen, wird eine 6 µm dünne Mylar-Folie zwischen Draht und Parabel verwendet, deren Lebensdauer in diesem Fall bei einigen Messtagen liegt.

Mit dem kurzbrennweitigen Spiegel erzielt man eine vierfach so hohe Intensität (siehe Gl. 3.1).

Für die gegebenen Laserstrahl-Eigenschaften (Gauss'scher Strahl, Strahldurchmesser $D_{FWHM}=8$ mm, Zentralwellenlänge $\lambda=800$ nm) beträgt der beugungsbegrenzte Fokusbereich F:

$$F = \frac{4}{\pi} \frac{f * \lambda}{D} \quad \text{Gl.(3.1)}$$

Man erhält so mit f_1 : $F = 13$ µm und mit f_2 : $F = 6,5$ µm.

Abbildung 3.9 zeigt das Bild der 16-fachen Vergrößerung der gemessenen Foki, aufgezeichnet mit einer 8-Bit-CCD-Kamera, und die dazu ermittelten Halbwertsbreiten.

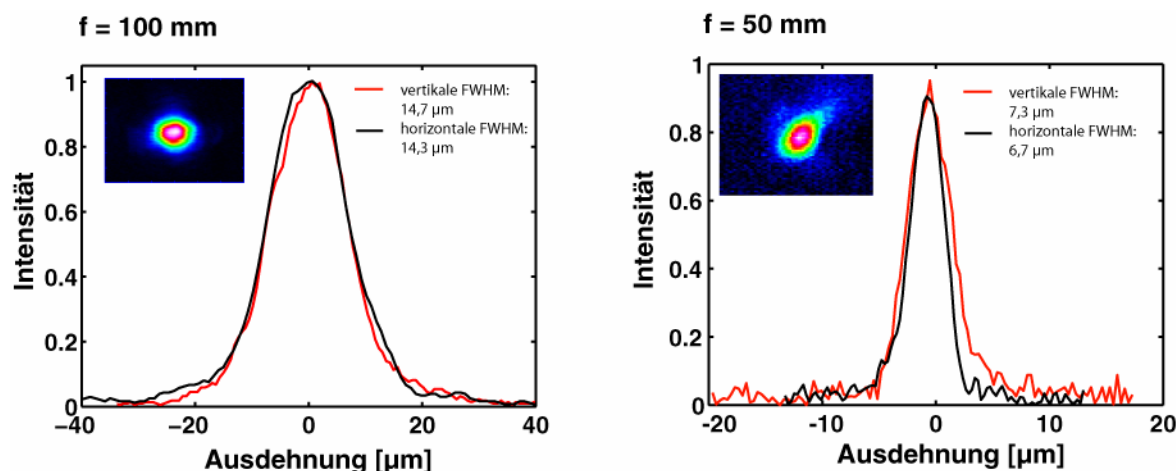


Abbildung 3.9: Brennpunktsprofile der verwendeten parabelförmigen Spiegel inkl. 16fach vergrößerter CCD- Bilder der Foki; links: $f = 100$ mm, rechts: $f = 50$ mm

Die so ermittelten Breiten liegen weniger als 8% über dem beugungsbegrenzten Minimum.

Eine Analyse der CCD-Bilder ergibt, dass innerhalb des 3σ -Radius (99% der Fläche unter einer Gaußkurve liegen innerhalb dieses Radius) ungefähr $90\pm 5\%$ der Energie in diesem zentralen Fleck konzentriert sind bei beiden Brennweiten.

Über

$$I = \left(2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \right)^3 \frac{E}{F_{FWHM}^2 t_{FWHM}} \quad \text{Gl. (3.2)}$$

mit der Laserenergie $E = 3,0 \text{ mJ}$, die mit obigen Prozentzahlen zu multiplizieren ist, und $t_{FWHM} = 45 \text{ fs}$ bestimmt sich die Spitzenintensität so zu $I_{f/4} = (3\pm 0,3) \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ bzw. $I_{f/2} = (2\pm 0,2) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Damit erreicht man mit der f/4-Fokussierung nur knapp die in Unterkapitel 2.3 theoretisch vorhergesagten optimalen Intensitäten zur Röntgenerzeugung, mit dem f/2-Spiegel wird die berechnete Intensität sogar überschritten. Der Fehler in der Bestimmung der Spitzenintensität wird verursacht durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Halbwertsbreite.

Es bleibt festzuhalten, dass mit diesem kHz-Lasersystem mit moderater Impulsenergie die berechneten idealen Spitzenintensitäten zu erzielen sind. Dementsprechend ist die wichtigste Voraussetzung an das Lasersystem für die effektive K_α -Produktion erfüllt.

3.2.2 Draht- Target & -Mechanik

Jedem Laserimpuls ist eine zuvor unbeleuchtete Titanoberfläche zur Verfügung zu stellen. In diesem Fall wird das durch einen Draht bewältigt, der kontinuierlich von einem Wechselstrom-Synchronmotor durch den Brennpunkt des parabelförmigen Spiegels gezogen wird. Spulen und Motor sind so dimensioniert, dass pro Laserimpuls ein Vortrieb von $20\text{ }\mu\text{m}$ gewährleistet ist. Das stimmt in etwa mit der Größe des auf dem Draht modifizierten Bereichs (Ablationskrater) überein. Das entspricht einem Drahtverbrauch von ca. 1,25 m pro Minute. Die Drahtspule ist so ausgelegt, dass ein ununterbrochener Betrieb von über 13 Stunden möglich ist. Dieser lange Zeitraum ermöglicht die Durchführung von langen Messungen ohne Unterbrechung und ist einer der Vorteile der Drahtquellen. Der verwendete Draht besteht aus Titan und hat einen Durchmesser von $250\text{ }\mu\text{m}$.

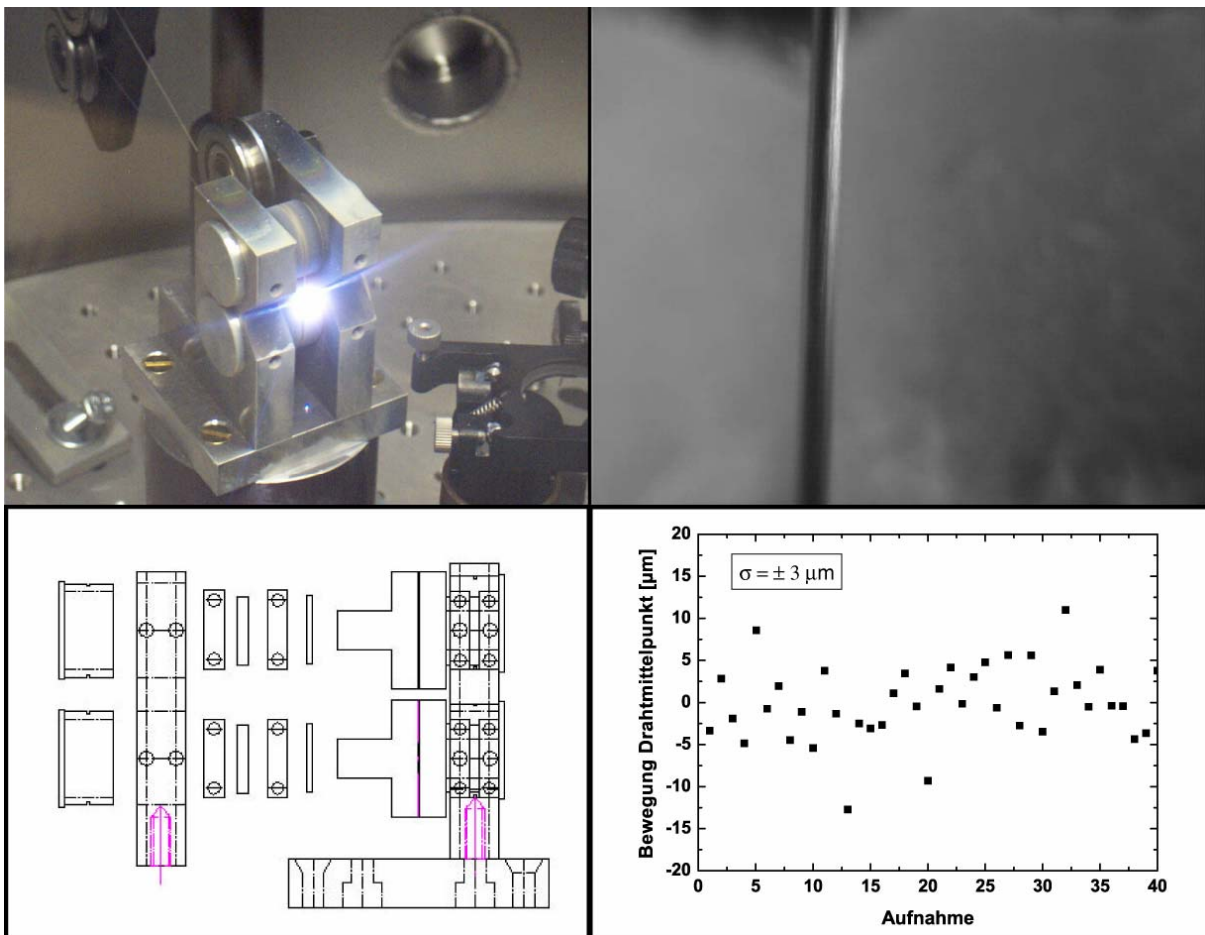


Abbildung 3.10: Drahttarget,
a. links oben: Foto der aktiven Quelle,
b. rechts oben: Abbildung des Drahts bei Stabilitätsmessung,
c. links unten: Riss- Zeichnung des Target,
d. rechts unten: Auswertung der Drahtbewegung

Experimentelle Voraussetzungen

Die Bewegung des Drahts ist notwendig, da bei den in diesem Experiment herrschenden Intensitätsverhältnissen pro Laserimpuls Material ablatiert wird. Ohne den Vortrieb des Drahts würde es innerhalb von Sekundenbruchteilen zu einem Zerreißen des Drahts kommen. Zwei vierfach-kugelgelagerte Wälzkörper mit Laufrillen für den Draht sorgen für die stabile Führung des Drahts durch den Fokus. Weitere acht Umlenk- und Stabilisierungsrollen lenken den Draht von der Drahtspule über die Quelle zur Aufwickelspule. Um die Laufruhe des Drahts zu messen, ist während des Betriebs der Drahtquelle ein Video aufgezeichnet worden. Beispielhaft ist unter Abbildung 3.10b ein Bild dargestellt. Auswertungen der Häufigkeitsverteilung aus diesem Bildmaterial ergeben, dass die Standardabweichung der Drahtbewegung $\pm 3 \mu\text{m}$ beträgt. Helligkeitsunterschiede in den Bildern werden durch eine inhomogene Beleuchtung verursacht.

Der Materialabtrag während der Laserbestrahlung führt zu einem weiteren Problem. Unter ungünstigen Voraussetzungen (nicht optimale Parabeljustage) wird soviel Material abgetragen, dass der Spiegel ohne Schutz innerhalb kürzester unbrauchbar würde. Zur Demonstration ist eine Glasplatte in den Strahlengang gebracht worden, die innerhalb weniger Minuten beschichtet wird.

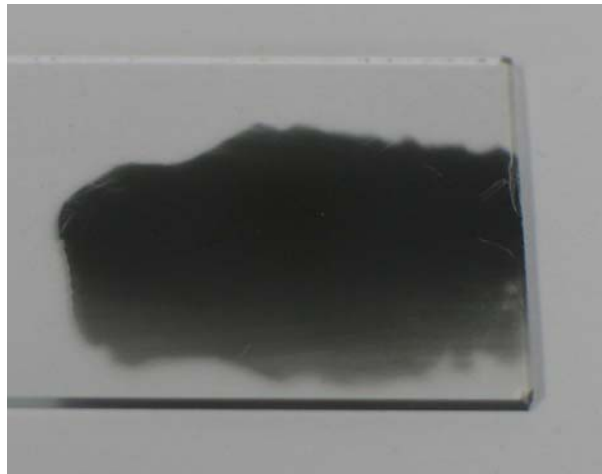


Abbildung 3.11: *Debris- Problematik bei fehlerhafter Justage des Fokus, Transmission um 60% gesunken innerhalb von 3 min*

Unter experimentellen Bedingungen mit einem kleinen Fokus ist der Materialabtrag so eingeschränkt, dass eine Folie reicht, um den Spiegel zu schützen. Um das Risiko des Durchbrennens und die Transmission durch die Folie zu gewährleisten, sollte sie mit der 100 mm-Fokussierung 2-3 pro Woche und mit der 50 mm- Fokussierung mehrmals am Tag

gewechselt werden. Um im 2. Fall kontinuierlich messen zu können, ist der Debris-Schild vakuumtauglich verschiebbar gestaltet worden. Bei Verwendung des 100mm-Spiegels tritt ein Selbstreinigungseffekt der Folie ein, wenn sie senkrecht zum Strahlengang und nahe der Optik eingebracht wird, der einen Wechsel der Folie unnötig macht.

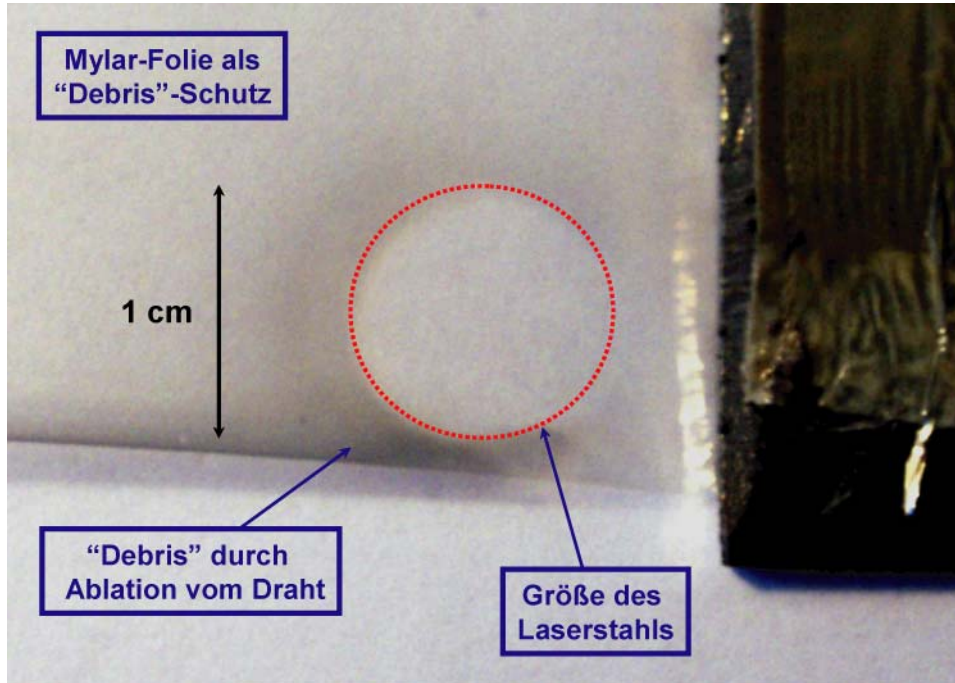


Abbildung 3.12: Selbstreinigungseffekt der Schutzfolie

Während des normalen Betriebs ist die Drahtquelle abgeschirmt durch ein Bleigehäuse, um das unkontrollierte Austreten von Röntgenstrahlung zu vermeiden. Durch kleine Lasereintritts- bzw. Röntgenaustrittsfenster wird der direkt beleuchtete Bereich stark eingeschränkt. Zusätzlich ist der K_{α} -Strahlengang durch bleiummantelte Rohre abgeschirmt. So wird gewährleistet, dass überwiegend die reflektierte K_{α} -Strahlung den Detektor erreicht. Direkte Beleuchtung des Detektors ist ausgeschlossen. Auch der Sekundärstrahlungsanteil kann so minimiert werden. Sekundärstrahlung entsteht durch schnelle Elektronen und harte Röntgenstrahlung, die die Bleikammer verlassen und dann an der Kammerwand oder anderen Metallteilen Röntgenfluoreszenzstrahlung erzeugen.

Das Röntgenexperiment muss im Vakuum stattfinden. Das hat mehrere Gründe. Erstens würde es an Luft aufgrund der hohen Intensität der Strahlung zu einem Luftdurchbruch kommen, der eine weitere Fokussierung des Lasers unmöglich macht. Zweitens beträgt die Absorptionslänge von Ti- K_{α} - Strahlung in Luft nur ca. 15 cm. Da die Weglängen im hier verwendeten Aufbau weitaus größer sind, würde nahezu die gesamte Strahlung von der Luft absorbiert.

Experimentelle Voraussetzungen

Das Vakuum wird limitiert durch die Durchführung des Drahts in die Vakuumkammer. Durch Anpressen von zwei Stahldurchführungen auf zwei Teflonbuchsen kann der erreichbare Minimaldruck auf Kosten der Drahtbeweglichkeit optimiert werden.

3.2.2 1:1 Abbildung der Röntgenstrahlen -emittierenden Fläche

Um einen möglichst hohen K_{α} -Fluss auf der zu untersuchenden Probe trotz der punktquellenartigen Abstrahlcharakteristik der Laserplasma- Quellen für die Durchführung zeitaufgelöster Messungen zu erzielen, ist eine Röntgenoptik mit großem Akzeptanz-Winkel, der sich aus dem Arbeitsabstand und der horizontalen Abmessung des Spiegels ergibt, und effizienter Fokussierung der Strahlung von essentieller Bedeutung. In dieser Arbeit wird ein torisch gebogener Kristallspiegel verwendet [Mis99]. Ein torischer Kristall zeichnet sich dadurch aus, dass über seine gesamte Oberfläche die Bragg- Beugungsbedingung erfüllt ist. Dieser von der Firma INRAD [www03] hergestellte Röntgenspiegel ermöglicht die monochromatische 1:1 Abbildung der Titan- K_{α} -Plasmaquelle. Er macht sich die starke (400)-Bragg-Reflektion der Gitterebenen eines Germanium-Kristalls zu nutze.

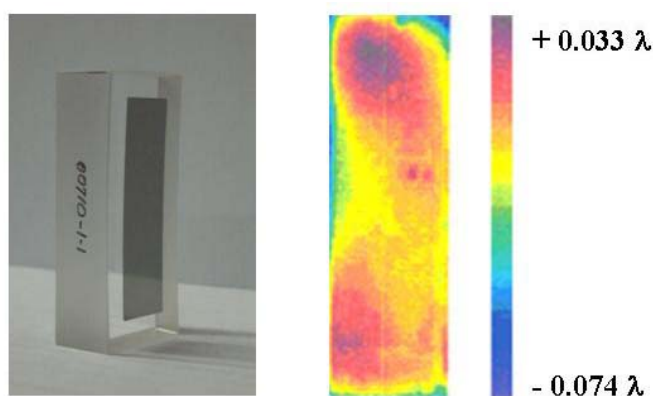


Abbildung 3.13: Links: Fotografie des Inrad- Spiegels; rechts: Wellenfrontbild des geklebten Kristalls zur Oberflächengütebestimmung, [Daten und Messung von INRAD]

Dieser Kristall ist eine 100 μm dünne, hoch reine, ein-kristalline Germanium-Scheibe, deren (100)-Orientierung besser als $0,1^\circ$ ist. Um die einheitliche Orientierung der Kristallebenen zu überprüfen, ist eine Röntgentopografie-Aufnahme gemacht worden. Eine optische Charakterisierung der Oberfläche durch den Hersteller ergibt eine Wellenfrontverzerrung von weniger als $\pm 0,08 \lambda$ eines 632 nm HeNe- Lasers [Nic05].

Experimentelle Voraussetzungen

	Ti- K $_{\alpha}$ - Spiegel
Größe (mm)	12,5 x 40
Kristall- Orientierung	(100)
Kristall- Dicke	90 μ m
Bragg- Reflex	(400)
Bragg- Winkel	76,4°
horizontaler Krümmungs-Radius (mm)	499,3
vertikaler Krümmungs-Radius (mm)	474,3
Arbeitsabstand (mm)	486,6
Akzeptanzwinkel	1,48°

Abbildung 3.14: Zusammenstellung der Daten des Titan-K $_{\alpha}$ -Röntgenspiegels

Ein torisch gebogener Spiegel lässt sich durch seinen horizontalen (R_h) und vertikalen (R_v) Krümmungsradius beschreiben. Um eine Punkt- zu- Punkt- Abbildung zu gewährleisten, muss die so genannte Rowland- Geometrie verwendet werden. Hier befinden sich Quelle, Abbildung und Spiegel auf einem Kreis, dessen Durchmesser vom horizontalen Krümmungsradius R_h bestimmt ist, zur Illustration dient Abbildung 3.15. Die Fokusslängen des Kristallsiegels in horizontaler und vertikaler Ebene (F_h bzw. F_v) ergeben sich wie folgt aus den Krümmungsradien und der Bragg- Bedingung [UscDis]:

$$F_h = \frac{R_h}{2} \sin \theta_B \quad F_v = \frac{R_v}{2 \sin \theta_B} \quad \text{Gl. (3.3a) \& (3.3b)}$$

Damit die Bedingung für eine 1:1 Abbildung erfüllt ist, müssen die beiden Fokus-Distanzen gleich sein, daraus ergibt sich:

$$\frac{R_v}{R_h} = \sin^2 \theta_B \quad \text{Gl. (3.4)}$$

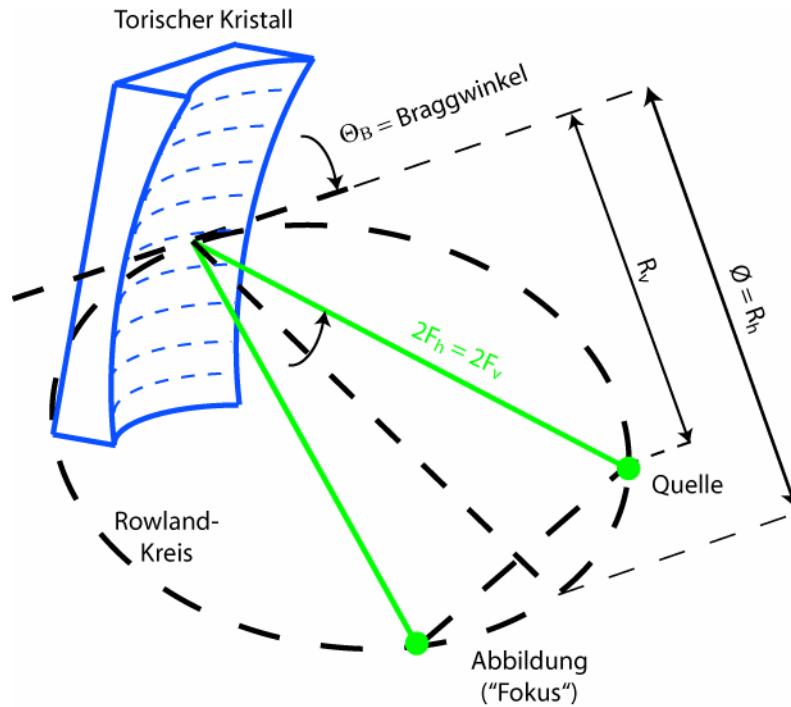


Abbildung 3.15: Rowland-Geometrie der Röntgenoptik

Wird die obige Bedingung verletzt, fallen beide Foki nicht an einen Punkt zusammen und es gibt keine gemeinsame Abbildungsebene. Ein großer Arbeitsabstand des Spiegels eröffnet die Möglichkeiten, eine Vielzahl von Beugungsreflexen zu beobachten, da die geometrischen Einschränkungen geringer werden.

Zur Grobjustage wird das vom Draht gestreute Laserlicht benutzt. Für die nächsten Justageschritte benötigt man die im folgenden Kapitel beschriebene Röntgen-CCD-Kamera. Mit ihrer Hilfe nimmt man eine sogenannte Röntgentopografieaufnahme des Spiegels auf. Dazu wird die Kamera zwischen Röntgenspiegel und Röntgenfokus in den K_α -Strahlengang gebracht. So erhält man ein Abbild des lokalen Reflektionsvermögens des Spiegels. Diese Topografie-Aufnahmen sind ein Maß für die Güte des Röntgenspiegels. Auf Abbildung 3.16 sieht man, dass die Reflektivität über die gesamte Spiegeloberfläche nahezu konstant ist, mit Ausnahme einiger punktförmiger Fehlstellen. Andererseits ist diese Aufnahme ein wertvolles Hilfsmittel für die Justage des Spiegels.

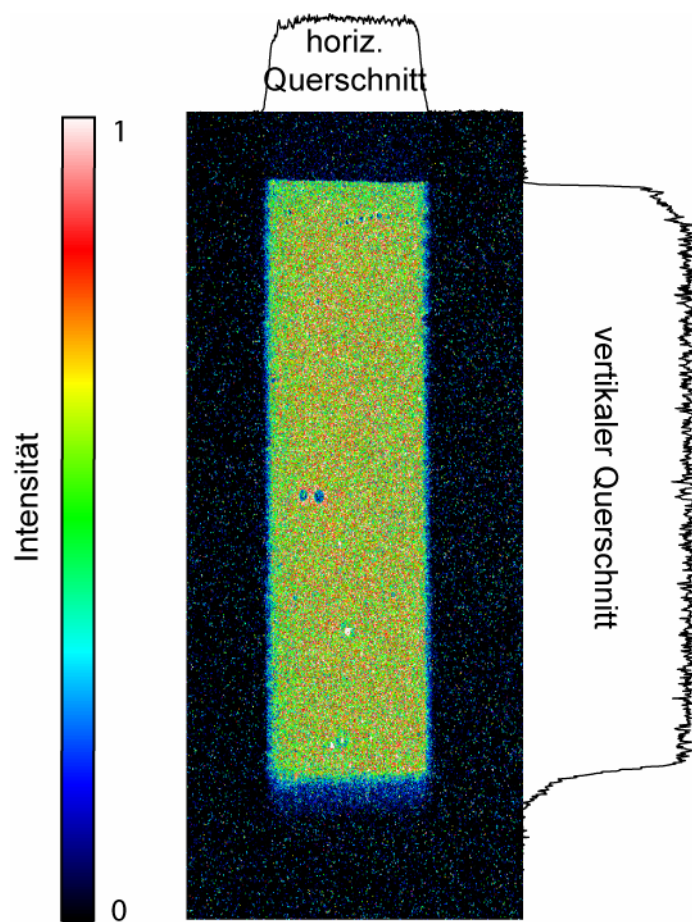


Abbildung 3.16: Falschfarbdarstellung der CCD- Kamera- Aufnahme des lokalen Reflektionsvermögens des Röntgenspiegels inkl. der Querschnitte

Ein weiteres Maß für die Qualität des Röntgenspiegels ist sein Fokussiervermögen. Ist der Röntgenspiegel mit Hilfe der Topografie optimal vorjustiert worden, kann der Röntgenfokus überprüft werden, indem die CCD- Kamera in die Abbildungsebene gebracht wird. Dabei ist unbedingt zu beachten, dass der Röntgenfluss gering genug gehalten wird, um dauerhafte Strahlenschäden der CCD- Kamera zu vermeiden. Um diese Gefährdung auszuschließen, ist für diese Messung eine andere, schon strahlungsgeschädigte Röntgen- Kamera verwendet worden. Für diese Messung ist die exakte Positionierung auf dem Rowland-Kreis entscheidend.

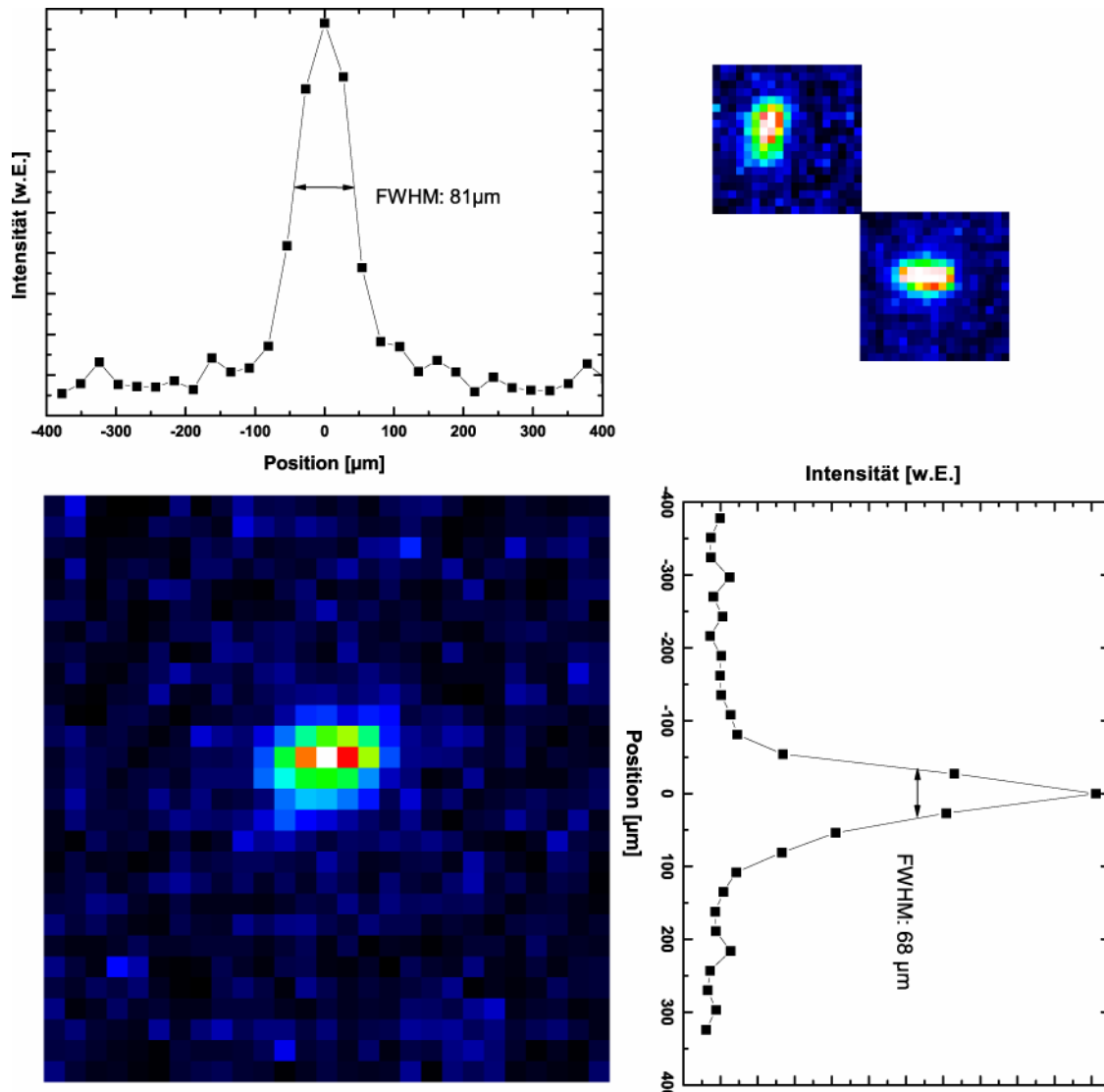


Abbildung 3.17: Falschfarbendarstellung des Fokus des Röntgenspiegels inkl. der Profile; rechts oben: Abbildung 1,5 mm vor bzw. nach dem Brennpunkt

Abbildung 3.17 stellt den optimierten Röntgenfokus in einer Falschfarbendarstellung dar. Man sieht die leicht elliptische Form. Bestimmt man mit den Gleichungen 3.3a und 3.3b die horizontale bzw. vertikale Brennlänge, stellt man fest, dass sie sich um 1,3 mm unterscheiden. Daher ist mit diesem Röntgenspiegel auch kein absolut runder Fokus zu erwarten. Betrachtet man die Bilder rechts oben in Abbildung 3.17, die die Abbildung 1,5 mm vor bzw. nach dem mittlerem 2f-Abstand zeigen, zieht man deutlich, dass die horizontale und vertikale Brennebene nicht exakt aufeinander fallen.

Mit ungefähr $70 \times 80 \text{ } \mu\text{m}^2$ ist der Fokus auch unerwartet groß. Ruft man sich die Halbwertsbreiten des Laserfokus bei der Fokussierung mit der 100 mm-Parabel in Erinnerung, sollten die Halbwertsbreiten der Quelle zwischen 15 und 30 μm liegen. Bildet man die Quelle 1:1 ab, erwartet man auch eine Abbildung dieser Größe. Da es hier diese

Diskrepanz gibt, ist die Röntgenquellgröße anhand einer Lochkamera-Methode überprüft worden.

Geht man von einer gaus'schen Strahlverteilung aus und überträgt die optischen Gleichungen einer Lochkamera in den Röntgenbereich, erhält man folgende Gleichungen für das räumliche Auflösungsvermögen δ und die Bildgröße B auf dem Detektor [Ell95, Koc98]:

$$\delta^2(\lambda, g, b, d) = (d(1 + \frac{1}{V}))^2 + (2,44\lambda \frac{L}{1+V} \frac{1}{d})^2 \quad \text{Gl. (3.5)}$$

$$B(\lambda, g, b, G) = V * \sqrt{G^2 + \delta(\lambda, g, b, d)^2} \quad \text{Gl (3.6)}$$

Dabei bezeichnen g und b den Gegenstands- bzw. Bildabstand, L die Summe der Beiden, V die Vergrößerung b/g, d die Lochgröße und λ die verwendete Wellenlänge.

Abbildung 3.18 ist mit einer Lochblende von 20 μm Durchmesser, einer Gegenstandsweite von 4,4 cm und einer Bildweite von 28,3 cm entstanden. Mit diesen Werten bestimmt sich das räumliche Auflösungsvermögen zu 23 μm .

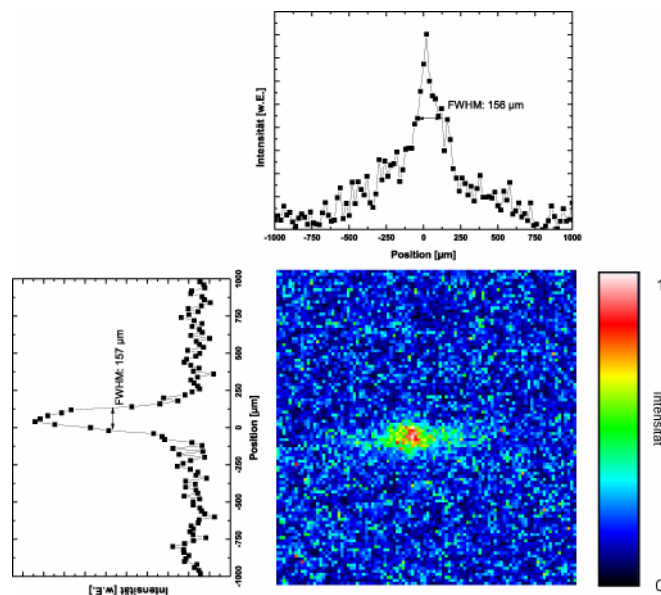


Abbildung 3.18: Falschfarbdarstellung der Intensitätsverteilung bei einer Lochkameraaufnahme der Röntgenquelle inkl. der Querschnitte

Stellt man Gl 3.6 nun nach G um, erhält man die Größe der Röntgenquelle. Für G ergeben sich Werte von 8 μm . Da das weitaus kleiner ist als das räumliche Auflösungsvermögen δ dieses Aufbaus, lässt sich die genaue Quellgröße so nicht bestimmen, aber der Rückschluss,

dass die Quelle kleiner als $\delta = 23 \mu\text{m}$ ist, kann gezogen werden. Mit kleineren Blenden ist es nicht gelungen, verwertbare Bilder aufzunehmen.

Davon ausgehend, dass der Großteil der emittierten Röntgenstrahlung K_{α} -Strahlung ist, was im nächsten Kapitel gezeigt wird, beträgt der Durchmesser der Quelle folglich weniger als $25 \mu\text{m}$. Dementsprechend ist der gemessene Brennpunkt der Röntgenoptik kein Maß für die tatsächliche Größe der Röntgenquelle, sondern er wird von Abberationen und der Justage des Spiegels bestimmt.

Weitere Untersuchungen der Größe der Röntgenquelle sind u.a. von Fill und Mitarbeiter [Fill02] durchgeführt worden. Bei Laserintensitäten um 10^{16} W/cm^2 und einem Laserfokussdurchmesser von $50 \mu\text{m}$ bestimmten sie die Größe des Kupferquellendurchmessers zu ca. $55 \mu\text{m}$. Zhavoronkov und Mitarbeiter ([Zha05], [Zha04]) ermittelten den Durchmesser ihrer Röntgenquelle mit Hilfe der „Knife Edge“-Methode zu $10 \mu\text{m}$ bei Intensitäten kleiner der Idealen und einem Durchmesser des Laserfokus von ca. $10 \mu\text{m}$. Eder u.a. [Ede00], Reich und Mitarbeiter [Rei03] sowie Boschetto und Mitarbeiter [Bos07] stellten fest, dass mit zunehmender Intensität, besonders wenn die Intensität die für die Linienstrahlung optimale stark überschreitet, sich die Röntgenquelle stark vergrößert. Vorimpulse können laut Reich und Mitarbeiter [Rei07] ebenfalls zu einer Vergrößerung der emittierenden Fläche führen.

Die Diskrepanz zwischen erwarteter Größe der 1:1-Abbildung des Kristallröntgenspiegels und tatsächlicher Quellgröße ist an der ebenfalls im Institut vorhandenen 10 Hz- Röntgenquelle bestätigt worden. Mit einem baugleichen Kristallspiegel erhielt man einen leicht elliptischen $70 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$ Fokus [ShyDis], obwohl mithilfe einer siebenfach vergrößernden Kapillar-Optik eine Fokussierung auf $200 \mu\text{m}$ gelang. Das entspricht einem Quelldurchmesser von ca. $30 \mu\text{m}$. Eine ähnliche Beobachtung machten Reich und Mitarbeiter [Rei03]. Bei einem Laserfokus von minimal $3 \mu\text{m}$ Durchmesser gelang mit einem torischen Röntgenspiegel eine Fokussierung auf einen Durchmesser von $70 \mu\text{m}$. Nur Bargheer und Mitarbeiter [Bar05] berichten von einem Röntgenfokus eines baugleichen Kristallspiegels mit einem Durchmesser von nur $23 \mu\text{m}$, der ca. dem Doppelten der Quellgröße entspricht.

Die spektrale Verteilung der reflektierten Strahlung hängt von der so genannten „Rocking Curve“ oder der Röntgenbeugungskurve des Kristalls ab. Sie beschreibt das Beugungsverhalten des Kristalls bei Beleuchtung mit rein- monochromatischer Strahlung bei Variation des Beugungswinkels θ_B . Ist die „Rocking Curve“ des Kristalls schmaler als das Röntgenspektrum der Quelle, dann wirkt er auch als Monochromator. Abbildung 3.19 zeigt

die Röntgenbeugungskurven, die mit Hilfe von XOP [Dej96] für den (400)- Reflex eines ebenen Germanium-Kristalls bestimmt wurden. Die Abweichungen beim torisch gekrümmten Spiegel gegenüber einem ebenen Kristall sind aufgrund der großen Krümmungsradien zu vernachlässigen¹.

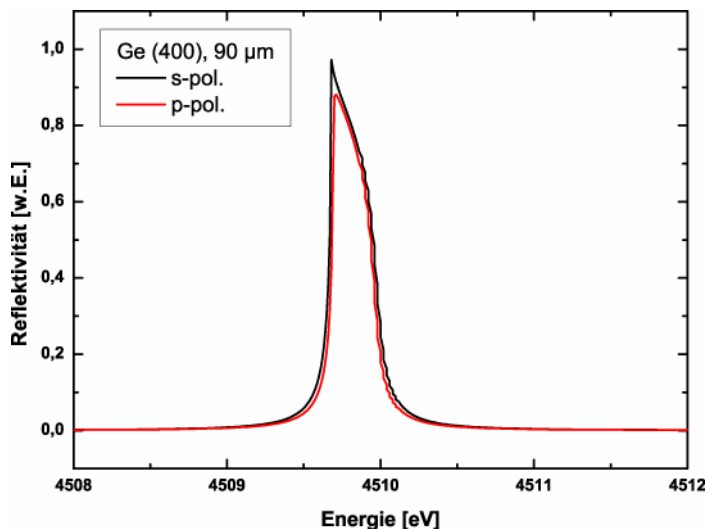


Abbildung 3.19: berechnete Röntgenbeugungskurven des Ge(400)-Reflexes für s- und p- Polarisation

Anhand dieser Werte ergibt sich eine Energieauflösung $\Delta E/E$ des Spiegels von $6 \cdot 10^{-5}$. Aufgrund der nahezu gleichen Beugungskurven für s- und p-polarisierte Strahlung polarisiert der Spiegel kaum.

Die folgende Tabelle gibt die Literaturangaben für die Spin- Bahn- aufgespaltete Ti- K_{α} - Linien bei einfacher Ionisierung wieder ([Bea67], [Sal76]).

Linie	Energie [eV]	ΔE , FWHM [eV]	θ_B [°]
Ti- $K_{\alpha 1}$	4510,84	1,45	76,314
Ti- $K_{\alpha 2}$	4504,49	2,13	76,649

Da die Energieauflösung des Spiegels deutlich besser ist als die Aufspaltung der K_{α} - Linie, kann er durch kleine Änderungen des Braggwinkels auch als Spektrometer benutzt werden. Eine Messung des Spektrums ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Die absolute Position der Linien, ermittelt durch den eingestellten Beugungswinkel, stimmt mit den Literaturangaben überein. Die Linienbreite ist höher als angegeben. Bei der Bestrahlung mit Lichtintensitäten von ca. 10^{16} W/cm^2 kann nicht von einfacher Ionisation ausgegangen werden. Die

¹ Private Mitteilung Dr. Ingo Uschmann, Universität Jena

Verbreiterung der K_{α} kann daher auf die verschiedenen Ionisationsgerade im Titan zurückgeführt werden.

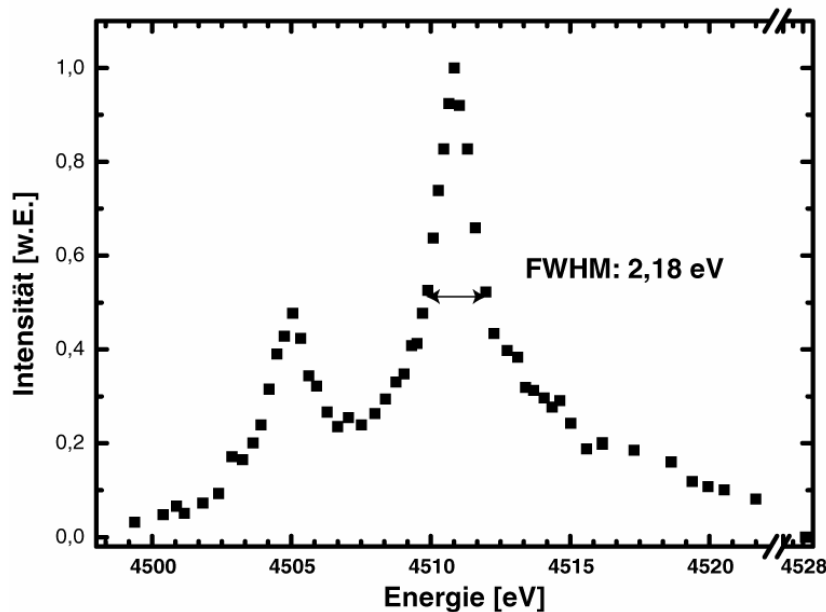


Abbildung 3.20: gemessene Aufspaltung der Ti- K_{α} - Linie

Die erwartete Anzahl der Röntgenphotonen N_{To} in einer der Topografie- Aufnahmen kann wie folgt aus der insgesamt erzeugten K_{α} -Photonen-Anzahl N_G ($\approx 5 \cdot 10^{10}$ Photonen/sec/ 4π) abgeschätzt werden¹:

$$N_{To} = \frac{2}{3} N_G \Omega_{eff} \frac{\Delta E_{Krsistall}}{\Delta E_{Linie}} \quad (Gl. 3.7)$$

Dabei bezeichnet Ω_{eff} den erfassten Raumwinkel und ΔE die Breite der Reflektion des Kristalls bzw. der natürlichen Linie. Der Faktor $2/3$ berücksichtigt die Aufspaltung der K_{α} -Linie in die $K_{\alpha,1}$ - und $K_{\alpha,2}$ - Linie, deren Intensitätsverhältnis $2:1$ beträgt. Unter Verwendung dieser Daten erwartet man ca. 700.000 Ph/sec. Messungen der Röntgenphotonen in einer der Topografie- Aufnahmen $N_{To, gemessen}$ ergeben ebenfalls etwa 700.000 ± 20000 Ph/sec².

¹ Die Erklärung zur Berechnung des gesamten K_{α} -Flusses folgt im Kapitel 3.2.4

² Die Bestimmung der Photonanzahl anhand eines Beugungsbilds wird ebenfalls im Kapitel 3.2.4 beschrieben

Experimentelle Voraussetzungen

Mit optimaler Fokussierung und mit Hilfe des aufgebauten Setups kann ein Röntgenfluss auf der Probe erzielt werden, der höher ist, als bei allen anderen auf kHz Basis arbeitenden Röntgenaufbauten.

3.2.4 Röntgendetektion

Für die Detektion von Strahlung im Bereich zwischen 1 und 10 keV stehen zwei Systeme zur Verfügung. Beide nutzen Silizium- Detektoren. Für Si-Detektoren gilt, dass im Durchschnitt pro 3,62 eV der Photonenenergie ein Elektronen/Loch-Paar erzeugt wird. Für ein Ti- K_{α} -Photon werden dementsprechend 1246 Paare erzeugt. Aufgrund dieser Proportionalität zwischen erzeugter Ladung und Photonenenergie lassen sich Si-Detektoren unter der Voraussetzung einfacher Beleuchtung für die Spektroskopie nutzen.

Das erste System besteht aus einer im Röntgenbereich empfindlichen Si- PIN- Diode, deren empfindliche Schicht eine Dicke von 300 μm aufweist und eine aktive Fläche von 7 mm² besitzt, einen Vorverstärker, einen weiteren Verstärker, einen ADC und einen Vielkanalanalysator.



Abbildung 3.21: Röntgendiode und Vorverstärker im hermetisch geschlossenen Gehäuse (Vordergrund); Controller inkl. Spannungsversorgung, RTD und Verstärker (Hintergrund); Bild aus [AmpMan]

Dieses System wird genutzt, um Röntgenspektren aufzuzeichnen. Die offizielle Bezeichnung des Herstellers Amptek lautet „XR-100CR“ ([Red01], [AmpMan], [FasMan]).

Die Diode befindet sich mit ihrem Vorverstärker in einem hermetisch abgeschlossenen Gehäuse, das ein 25 μm dickes Beryllium (Be)- Fenster hat und ist thermoelektrisch kühlbar bis auf -30°C. Diese Diode besitzt eine Quanteneffizienz von ca. 96% bei 4,51 keV, bestimmt durch die Schichtdicke der aktiven Fläche und dem Be-Fenster.

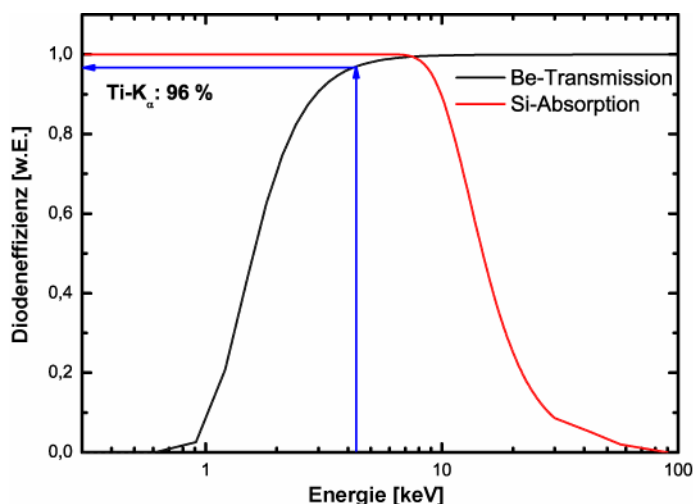


Abbildung 3.22: Halblogarithmische Darstellung der Diodeneffizienz, die sich zusammensetzt aus der Absorption in Silizium und der Transmission durch das Beryllium-Fenster

Ein durch das Be-Fenster transmittiertes Röntgenphoton erzeugt eine bestimmte Anzahl an Elektronen/Loch-Paaren. Diese Ladung wird im Folgenden verstärkt, in ein digitales Signal umgewandelt und dann der Ladung entsprechend in einen der 16.382 Kanäle des Vielkanalanalysators sortiert. Jeder Kanal hat eine 32kB-Auflösung. Die Totzeit des Spektrometersystems wird durch das ADC bestimmt und beträgt ca. 150 μ s. Da die Quelle mit kHz-Wiederholrate betrieben wird, ist das kein Problem. Die Energieauflösung beträgt etwa 190 eV.

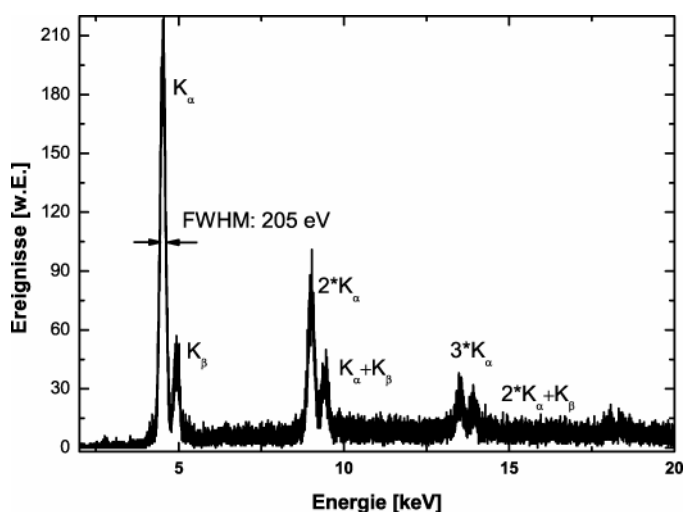


Abbildung 3.23: Aufgenommenes Ti- Spektrum mit extrem hoher Zählrate, die zu Mehrfach- Ereignissen führt

Beispielhaft ist in Abbildung 3.23 ein Spektrum der Röntgenquelle, mit einer Gesamtbelichtungsdauer von 120 sec dargestellt. Die Aufspaltung der K_{α} -Linie ist erwartungsgemäß hier aufgrund des Auflösungsvermögens nicht zu sehen. Die K_{β} -Linie (4592 eV) ist jedoch deutlich von der K_{α} -Linie getrennt. Durch die hohe Zählrate, hier fast 700 Ereignisse pro Sekunde, wird das Spektrum durch Mehrfach-Ereignisse verändert. Bei 700 von 1000 (kHz-Betrieb) möglichen Ereignissen beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein Ein-Photonen-Ereignis nur noch ca. 40 %, was sich im Spektrum recht gut widerspiegelt. Um die erfasste Röntgenstrahlung zu verringern, kann der Raumwinkel reduziert werden oder man verwendet Transmissionsfilter.¹

Mit Hilfe dieser Röntgenspektren kann die Anzahl bzw. der Fluss der insgesamt erzeugten K_{α} -Photonen bestimmt werden, indem man die Fläche unter dem K_{α} -Maximum aufsummiert. Das ist auch möglich, falls es Mehrfach- Ereignisse gegeben hat, indem man die Maxima entsprechend wichtet. Für den K_{α} -Fluss in den vollen Raumwinkel gilt unter der Voraussetzung isotroper Emission:

$$F_{K_{\alpha},total} = \frac{\sum_{K_{\alpha}} N_{K_{\alpha}} + 2 * \sum_{2K_{\alpha}} N_{2K_{\alpha}} + 1 * \sum_{K_{\alpha}+K_{\beta}} N_{K_{\alpha}+K_{\beta}} + \dots}{\Omega_{eff} * T_{total} * t} \quad \text{Gl. (3.8)}$$

Dabei bezeichnen die Summen die Anzahl der Photonen im jeweiligen Maximum, Ω_{eff} den erfassten Raumwinkel, T_{total} die Transmission durch die verwendeten Filter² und t die Messzeit. Dabei ist zu beachten, dass bei einer derartigen Bestimmung des K_{α} -Flusses Ereignisse verloren gehen, die durch ein zeitgleich detektiertes K_{α} -Photons und einem Bremsstrahlungsphoton entstehen. Für die zeitnahe Auswertung der Spektren wird ein MatLab- Programm verwendet. [Appendix A.3].

Um Spektren bei hoher Röntgenproduktion aufzuzeichnen ist mit Hilfe einer Lochblende (\varnothing : 300 μm , Abstand Quelle- Blende: $d = 70 \text{ cm}$) der erfasste Raumwinkel stark eingeschränkt worden, um spektral unabhängig die Zählrate zu erniedrigen. Zur zusätzlichen Unterdrückung niederenergetischer Anteile der Röntgenemission ($E < 3 \text{ keV}$) kann gegebenenfalls ein zusätzlicher 1 mm starker Be-Filter eingesetzt werden. Abbildung 3.24 zeigt solch ein Spektrum.

¹ Transmissionskurven der verwendeten Filter finden sich im Anhang

² Für Ti- K_{α} ist auch Luft ein effektiver Filter. ($T_{Luft,10\text{cm}} = 0,35$)

Experimentelle Voraussetzungen

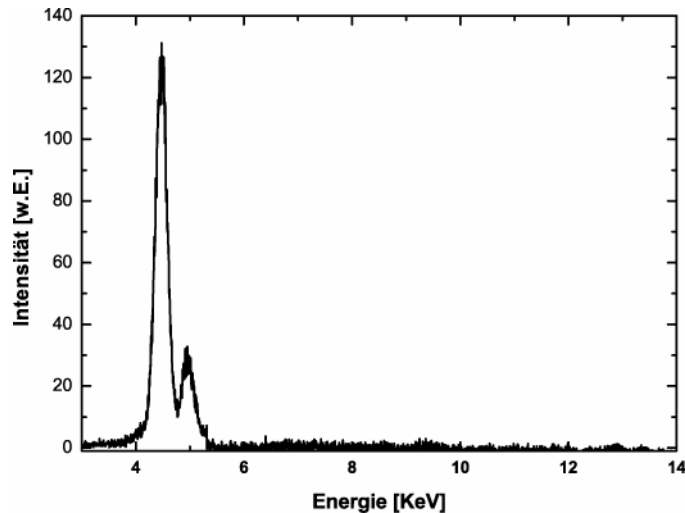


Abbildung 3.24: *Ti-Spektrum ohne Mehrfachereignisse durch Einschränkung des Raumwinkel und Verwendung eines 1mm- Be- Filters, Zählrate ~100 Ereignisse/sec, Messdauer 5 min*

Als weiteres Detektionssystem steht das PI-MTE- System von Princeton Instruments zur Verfügung. Es besteht aus einer im KeV-Bereich empfindlichen CCD-Kamera [RopMa], einem Controller [RopMan] und Auslese- bzw. Auswerte-Software (WinView32).

Herzstück der Kamera ist ein Peltier-gekühlter, gedünnter, rückseitig zu beleuchtender CCD-Chip mit einer Auflösung von 1340:1300 Bildpunkten á 20*20 μm^2 . Das ergibt eine maximale Chipgröße von 26,8*26 mm^2 . Laut Herstellerangaben beträgt die Quanteneffizienz bei 4,5 keV ca. 60%. Durch eine Wasserkühlung ist es möglich, den Chip im Vakuumbetrieb auf -30°C stabil zu kühlen. Das ist nötig, um die Dunkelladungen, die bei eingeschalteter Kamera ohne Belichtung thermisch entstehen, zu reduzieren und so längere Belichtungszeiten zu ermöglichen.

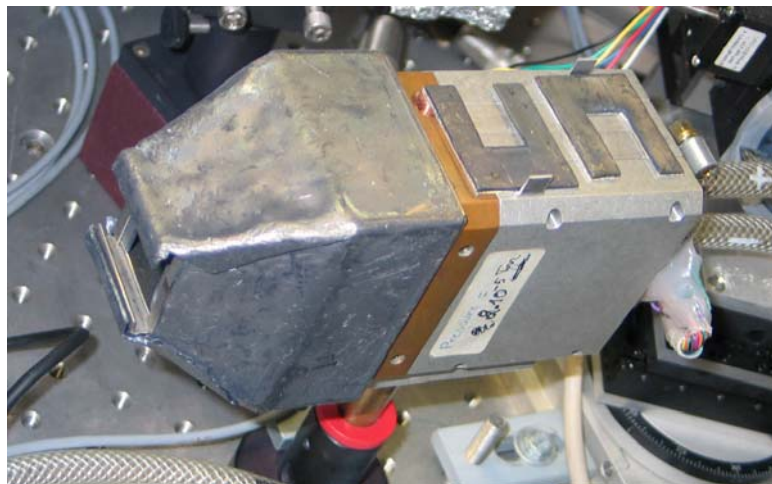


Abbildung 3.25: *MTE-CCD-Kamera, inkl. Bleifront und Be-Folie für den Röntgenbetrieb*

Zur Unterdrückung von störender Hintergrundstrahlung ist eine neue Kamerafront konstruiert worden. Sie besteht aus einer 300 µm dünnen Beryllium- Folie, die den Chip vor langwelliger Strahlung, wie Streulicht des Lasers und dem Plasmaleuchten, schützt und einer Bleiabdeckung, die den Raumwinkel der erfassten Röntgenstrahlung einschränkt.

Als zweidimensionaler Vielkanaldetektor bietet die CCD neben der Intensitäts- auch eine Ortsauflösung und ermöglicht so die Aufnahme der Winkelverteilung des Beugungssignals in einiger Entfernung von der Probe.

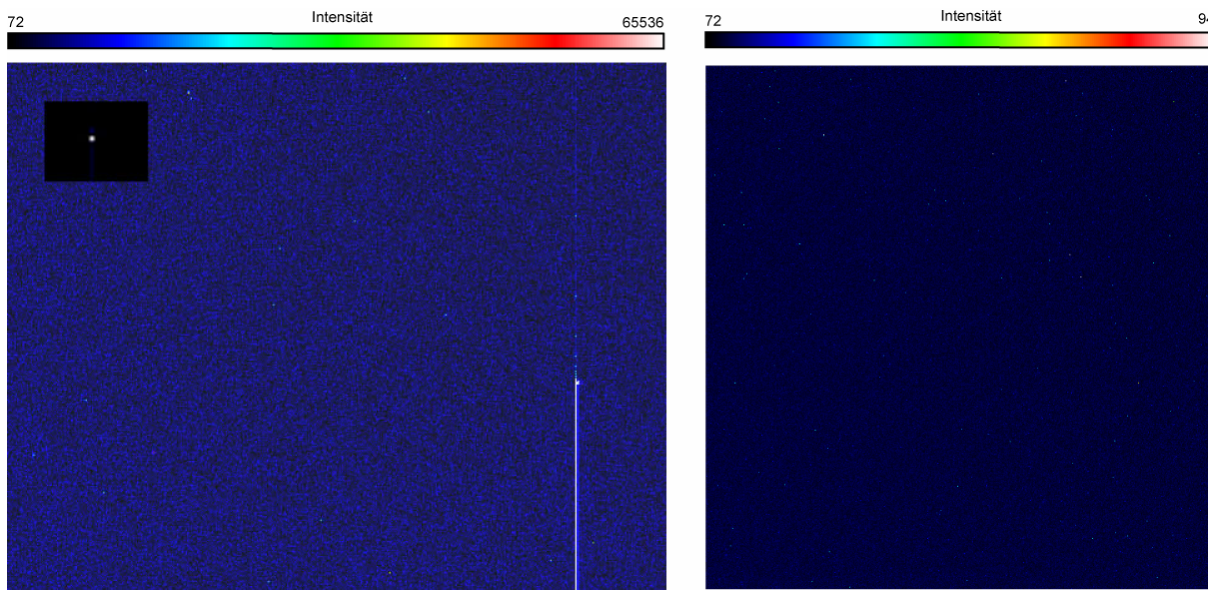


Abbildung 3.26: *Dunkelladungsbilder der CCD- Kamera mit jeweils optimalen dynamischen Bereich, links: voller Chip mit Zoom auf den fehlerhaften, voll ausgereagerten Bildpunkt, rechts: begrenzt auf 1240*1300 Punkte*

Der hier verwendete CCD-Chip besitzt etwa 1,7 Millionen Bildpunkte, die seriell ausgelesen werden. Dieser Auslesevorgang dauert ca. 20 Sekunden. Zu beachten ist, dass während des Auslesevorgangs der Chip weiter belichtet werden kann, was zu einem Verschmieren des Signals führt. Zu erkennen ist das schon in Abbildung 3.26. Durch das Verschieben der Ladungen innerhalb des Auslesevorgangs über den defekten Bildpunkt werden die Bildpunkte unterhalb dieses Punktes mit dessen fehlerhaften Signal „belichtet“. Das endgültige Bild weist dann unterhalb des defekten Punktes eine Linie auf.

Für den CCD- Chip gilt ebenfalls, dass im Durchschnitt pro 3,62 eV der Photonenenergie ein Elektronen/Loch-Paar erzeugt wird. Im AD-Wandler werden laut Hersteller dann für ungefähr 2,1 detektierte Ladungsträger eine AD-Einheit erzeugt. Beleuchtet man die Kamera mit

monochromatischer Strahlung, hier Ti-K $_{\alpha}$ -Strahlung, kann man den Kamerafaktor k zu Kalibrierungszwecken messen:

$$k = \frac{E_{ph}(eV)}{2,1 * 3,62} \quad (Gl\ 3.9)$$

Für Ti-K $_{\alpha}$ ergibt sich folglich ein Kamera-Faktor k = 589, der bedeutet, dass für je 589 angezeigte ADEs 1 Ti-K $_{\alpha}$ -Photon detektiert wurde. Mit dieser Kalibrierung ergeben sich zwei Aufnahmemodi.

Zum einen kann, wenn Beleuchtung mit monochromatischer Strahlung sichergestellt ist, das aufintegrierte Gesamtsignal mit Hilfe des bekannten Kamerafaktors k in die Gesamtzahl detektierter Photonen umgerechnet werden.

Zum anderen kann, eine genügend schwache Beleuchtung vorausgesetzt, jeder Bildpunkt für eine Pulshöhenanalyse genutzt werden. Über die Gesamtanzahl der Bildpunkte erhält man ein Spektrum der Strahlung.

Als weiteres Röntgenstrahlungsmessgerät steht das Dosisleistungsmessgerät „Ram Ion X“ der Firma Rotem Industries LTD. zur Verfügung. Es detektiert Strahlung im Energiebereich zwischen 20 keV und 1,3 MeV [DieDis]. Es ist ausgelegt für den Impulsbetrieb, spezifiziert aber für deutlich längere Impulse. Der Messbereich erstreckt sich im Dosisleistungsbereich von 1 μ Sv/h bis 500mSv/h. Mit diesem Messgerät können keine absoluten Strahlungswerte bestimmt werden. Damit die gewonnenen relativen Daten vergleichbar sind, wird das „Dosimeter“ immer an der gleichen Stelle im Versuchsaufbau zur Messung eingesetzt.

4. Experimentelle Befunde zur Optimierung der Röntgenquelle

Dieses Kapitel diskutiert die Verbesserungen der Röntgenquelle sowohl in der K_{α} -Ausbeute als auch in der Verringerung der „Hintergrundstrahlung“ in Hinblick auf die Erweiterungen am kHz- Laser. Denn für den praktischen Einsatz der Röntgenquelle ist es von Interesse nicht nur den K_{α} -Fluss zu optimieren, sondern auch ein möglichst hohes Röntgen-Kontrastverhältnis zwischen K_{α} -Strahlung und dieser Hintergrundstrahlung zu erreichen.

In den folgenden Unterkapiteln wird diskutiert, wie sich die jeweiligen Optimierungsmaßnahmen auf den Ti- K_{α} -Fluss und das Kontrastverhältnis auswirken.

Die Zusammensetzung der Röntgenstrahlung, insbesondere der Hintergrundstrahlung, wird im nächsten Unterkapitel untersucht. Es sei hier vorweggenommen, dass die Schwierigkeiten nicht durch die weiche, direkt in der Quelle erzeugte Röntgenstrahlung (<10 keV) verursacht werden, die relativ einfach herausgefiltert werden kann, sondern durch andere Beiträge der Röntgenstrahlung.

Um die Röntgenproduktion zu optimieren, muss hier die K_{α} -Erzeugung maximiert und sämtliche andere Strahlungsbeiträge minimiert werden. In der Literatur wird häufig diskutiert, welche Faktoren die Erzeugung von Röntgenstrahlung mit Hilfe von Laserplasmen beeinflussen. Meist wird dabei jedoch nur die Optimierung der jeweiligen Linienstrahlung behandelt. Einige der zu untersuchenden Faktoren sind die Folgenden:

- Intensität der Laserstrahlung
- Polarisierung der Laserstrahlung
- Vorplasmen bzw. die Plasmaskalenlänge
- Phasenmodulation der Laserstrahlung

Dabei ist zu beachten, dass Änderungen an den einzelnen Faktoren sich gegenseitig beeinflussen. Das führt dazu, dass sich gewonnene Daten zur Röntgenerzeugung an verschiedenen Lasersystemen nicht immer vergleichen lassen, wenn nicht alle oben erwähnten Faktoren beschrieben werden. Als Beispiel sei genannt, dass eine Erhöhung der Intensität dazu führen kann, dass ein vorher vernachlässigbarer Vorimpuls nach der Erhöhung zu einer längeren Skalenlänge führt. Dann kann es zu völlig anderen Ergebnissen kommen, als für eine reine Intensitätserhöhung im Hauptimpuls vorhergesagt.

Schon oft ist diskutiert worden, welche Strahlungsintensität (Kapitel 4.2) bei welchem Targetmaterial optimal ist und mit welchem Exponenten der Laserintensität die K_{α} -Strahlung skaliert. Kühlke und Mitarbeiter [Küh87] untersuchten die Röntgenemission von Wolfram im Intensitätsbereich von $I \approx 10^{17} \text{ W/cm}^2$ und fanden eine Abhängigkeit der Röntgenemission zur Laserenergie mit der vierten Potenz. Kupfer wurde als Targetmaterial oft untersucht. Im „niedrigen“ Intensitätsbereich (unteren 10^{15} W/cm^2 - Bereich) fanden Kutzner und Mitarbeiter [Kut06] Exponenten zwischen 3,5 und 4,5. Im Intensitätsbereich von $3 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ maßen Yoshida und Mitarbeiter [Yos98] Exponenten zwischen 7,5 – 11,2 in Abhängigkeit vom Abstrahlwinkel. Auch im 10^{17} W/cm^2 -Bereich beobachteten Zhavoronkov und Mitarbeiter [Zha04] eine quadratische Abhängigkeit des Röntgenflusses von der Impulsenergie. Eder und Mitarbeiter [Ede00] variierten die Intensität durch Defokussierung und beobachteten dabei die optimale Cu- K_{α} -Ausbeute bei $3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Damit liegen sie im von Reich u.a. [Rei00] vorhergesagtem Bereich. Bestimmt man mit Hilfe der dort angegebenen Formeln die ideale Intensität für Ti- K_{α} -Strahlung erhält man ca. $6 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Riley und Mitarbeiter [Ril05] untersuchten Titan-Folien und stellten im Gegensatz dazu fest, dass für unbeschichtete Folien bis 10^{19} W/cm^2 die ideale Intensität noch nicht überschritten ist. Jedoch zeigten Messreihen mit Plastik beschichteten Ti-Folien neue Maxima bei defokussierter Bestrahlung. Erklärt wird das mit der Bildung eines Vorplasmas durch die dielektrische Plastikbeschichtung. Das ist eine außergewöhnliche Methode ein Vorplasma zu erzeugen. Die Diskussion des Einflusses von Vorplasmen führt direkt zum nächsten Unterkapitel (4.3).

Gewöhnlich wird die Plasmaskalenlänge durch Vorimpulse beeinflusst, sei es durch intrinsische oder gezielt herbeigeführte Vorimpulse. Andreev und Mitarbeiter [And02] erzielten durch einen 1,5- 2 ns vor dem Hauptimpuls kommenden, ca. 8 % der Intensität besitzenden Vorimpuls bei $2,3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ maximaler Intensität, eine Erhöhung der Aluminium- K_{α} - Strahlung um einen Faktor von 4. Hingegen ermöglichte ein Vorimpuls 6 ps vor dem Hauptimpuls mit 1% der Spitzenintensität von $4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ bei Bastiani und Mitarbeiter [Bas97] eine Verbesserung des Siliziums- K_{α} - Flusses um einen Faktor von 7. Auch in dieser Arbeit wird die Skalenlänge des Laserplasmas durch einen Vorimpuls definiert, und die Auswirkungen auf die Röntgenstrahlung werden untersucht. Hier wird aber mithilfe der Vorimpulse die Skalenlänge nicht ausschließlich für maximale Ti- K_{α} -Ausbeute, sondern auch für eine Reduzierung der Hintergrundstrahlung optimiert.

Eine weitere Möglichkeit, die Umwandlung von Laser- in Röntgenstrahlen zu beeinflussen, ist die Verwendung von phasenmodulierten Laserimpulsen. Silies und Mitarbeiter [Sil07]

haben phasenmodulierte Impulse verwendet, um die Eisen- K_{α} -Ausbeute bei niedrigen Intensitäten von $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ nahezu zu verdoppeln. In dieser Arbeit können mit Hilfe des sogenannten „Dazzlers“ relativ einfach phasenmodulierte Impulse erzeugt und deren Auswirkung auf die Röntgenproduktion bei dem ca. 100fache der bei Silies verwendeten Intensität überprüft werden. Die entsprechenden Untersuchungen findet man in Unterkapitel 4.4.

Im letzten Unterkapitel wird die Stabilität der Quelle und die Normierbarkeit des Messsignals untersucht. Zwei Eigenschaften, die für die erfolgreiche Durchführung von Beugungsmessungen mit einer geringen Änderung des Signals von hohem Interesse sind.

4.1 Analyse der Röntgenstrahlung

Die ersten Versuche Röntgenstrahlung mit Impulsenergien von $E = 1,1 \text{ mJ}$, einer Impulsdauer von 45 fs und einer Fokussierung auf eine Fokusfläche von $A \approx 200 \mu\text{m}^2$ (dass entspricht einer Spitzenintensität von $I = 8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$) zu erzeugen, lieferten die in Abb. 4.1 dargestellten Spektren.

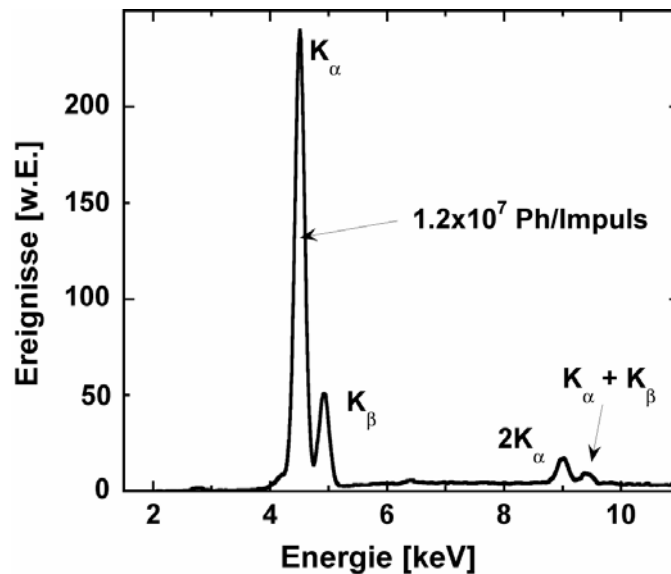


Abbildung 4.1: Röntgenspektrum bei $I = 8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$, aufgenommen mit CR-100 bei ca. 120 Ereignissen pro Sekunde;

Leider ließen sich diese Ergebnisse nicht immer reproduzieren. Unter nominell gleichen Bedingungen verringerte sich die K_α -Ausbeute um ca. 50% bei nahezu gleicher Form der Spektren. Dafür stieg die mit dem Dosimeter an der gleichen Position oberhalb der Plexiglasabdeckung der Vakuumkammer gemessene harte Röntgenstrahlung ($>30 \text{ keV}$) von unter $10 \mu\text{Sv/h}$ auf Werte von fast $100 \mu\text{Sv/h}$. Es stellte sich heraus, dass sich bei diesen beiden Fällen das Plasmaleuchten stark voneinander unterscheidet. 4.2 illustriert dieses Verhalten. Liegt eine hohe K_α -Ausbeute vor, leuchtet es bläulich, mit einem starken Anteil der 2. Harmonischen der Laserstrahlung (400nm). Im anderen Fall tritt ein rotes Leuchten auf. Die Entstehung von Harmonischen ist ein Indiz für einen steilen Dichtegradienten, das rote Leuchten für eine große Skalenlänge [Tar00], siehe dazu Kapitel 4.3. Diese Beobachtung führt zu dem in Kapitel 3.1.5 erwähnten Ausbau der Laserdiagnostik.



Abbildung 4.2: Unterschiede des Plasma-Leuchten bei hoher K_α -Ausbeute (links) und um 50% niedrigerer (rechts)

Um dieses Verhalten genauer so untersuchen, ist ein Spektrum des bei einem hohen Anteil an harter Strahlung ($\sim 100 \mu\text{Sv/h}$) auftretenden roten Leuchten aufgenommen worden. Bei diesem Spektrum ist auf ein zusätzliches Einschränken des erfassten Raumwinkels mittels einer Blende verzichtet worden. In Abb. 4.3 wird es einem „guten“ Spektrum (d.h. die harte Strahlung liegt unter $10 \mu\text{Sv/h}$) gegenübergestellt.

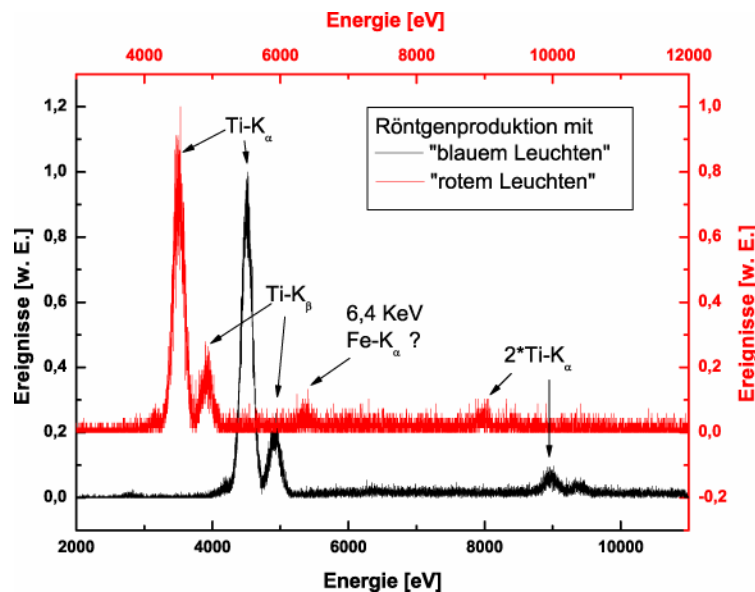


Abbildung 4.3: Zwei Röntgenspektren aufgenommen mit CR-100, die schwarze Darstellung (untere und linke Achse) repräsentiert gute Bedingungen, die rote Darstellung (obere und rechte Achse) schlechte Bedingungen

Bei der roten Kurve erscheint ein neues Maxima bei ca. 6,4 KeV. Dies entspricht der Energie von Eisen- K_α -Strahlung. Das ist ein Hinweis darauf, dass diese Strahlung nicht direkt im Titan-Plasma entsteht. Es handelt sich vielmehr um Sekundärstrahlung der Gefäßwand, welche durch den harten Strahlungsanteil der Quelle oder auch hochenergetischer Elektronen erzeugt wird. Dafür spricht auch, dass die Eisen- K_α -Linie nur zu erkennen ist, wenn ein

relativ großer Raumwinkel erfasst wird. Dann wird nämlich auch Strahlung detektiert, die außerhalb des Plasmas entsteht.

Auffallend ist auch, dass sich der Strahlungsanteil außerhalb der Linienstrahlungsanteile erhöht hat.

Um die Entstehung der Sekundärstrahlung definitiv nachzuweisen, sind Spektren aus CCD-Beugungsaufnahmen gewonnen worden mithilfe der in Kapitel 3.2.4 beschriebenen Pulshöhenanalyse, während die Kamera nicht in Richtung der Quelle ausgerichtet ist. Bei diesen Aufnahmen zeigt die Front der Kamera von der Quelle weg und ist durch mehrere 5mm dicken Bleiplatten von dieser abgeschirmt. Abb. 4.4 zeigt ein solches Spektrum und ein gleichzeitig mit der energiselektiven Diode aufgenommenes mit eingesetzter Blende zur Einschränkung des beobachteten Raumwinkels auf die Quelle.

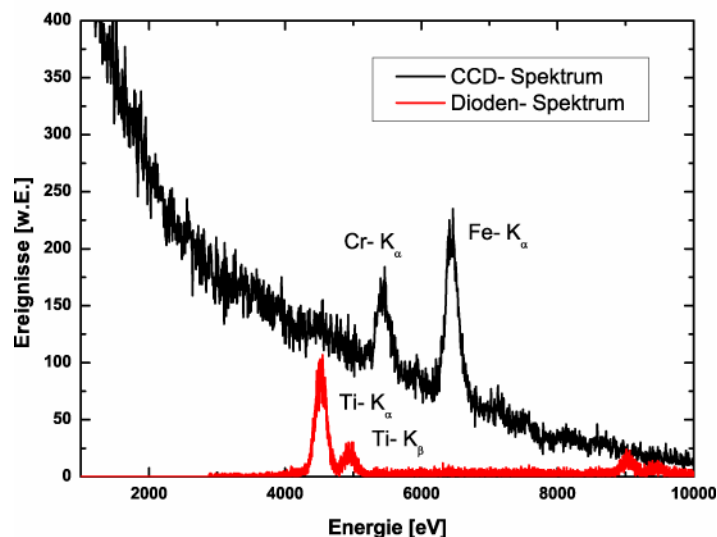


Abbildung 4.4: Zwei Röntgenspektren, gewonnen aus einem CCD-Bild (schwarz) und mithilfe der CR-100 (rot), gleichzeitig aufgenommen, CR-100 beobachtet direkt die Quelle, die CCD ist in Richtung Röntgenspiegel ausgerichtet

Im CCD- Spektrum sieht man deutlich die Eisen- und Chrom- K_{α} -Linie, die im Spektrum der Diode nicht zu erkennen sind. Eisen und Chrom sind die Hauptbestandteile von Stahl, der Werkstoff, aus dem die Vakuumkammer und eine Vielzahl der in der Kammer verwendeten mechanischen Komponenten besteht.

Diese Beobachtungen legen nahe, dass die Hintergrundstrahlung keine direkte, sondern indirekte Sekundärstrahlung ist. Sie mit Hilfe von Transmissions-Filtern (siehe Anhang) vor den Detektoren zu entfernen ist nicht möglich, ohne ebenfalls das $Ti-K_{\alpha}$ -Signal zu reduzieren.

Um das Verhältnis zwischen K_{α} - und Hintergrundstrahlung zu erhöhen, muss daher entweder das Ti- K_{α} -Signal erhöht werden oder die Sekundärstrahlung verringert werden. Die Reduzierung der Sekundärstrahlung ist direkt möglich über die Verringerung der harten Strahlung und der hochenergetischen Elektronen, sowie indirekt über eine möglichst effektive Abschirmung, so dass nur Strahlung entlang des eigentlichen Röntgenstrahlengangs die CCD erreicht.

Bereits mehrfach ist die Verteilung der in solchen Röntgenspektren gemessenen Hintergrundstrahlung dazu verwendet worden, um Aussagen über die Energie („Temperatur“) der hochenergetischen Elektronen zu gewinnen. Trägt man die Röntgenspektren halblogarithmisch auf, kann mit Hilfe des Plank'schen Strahlungsgesetzes über eine lineare Anpassung im Prinzip die Elektronentemperatur ermittelt werden ([Zha05], [Kut04]). Abb. 4.5 zeigt zwei Spektren mit den jeweiligen Anpassungen und den daraus bestimmten, scheinbaren Elektronentemperaturen.

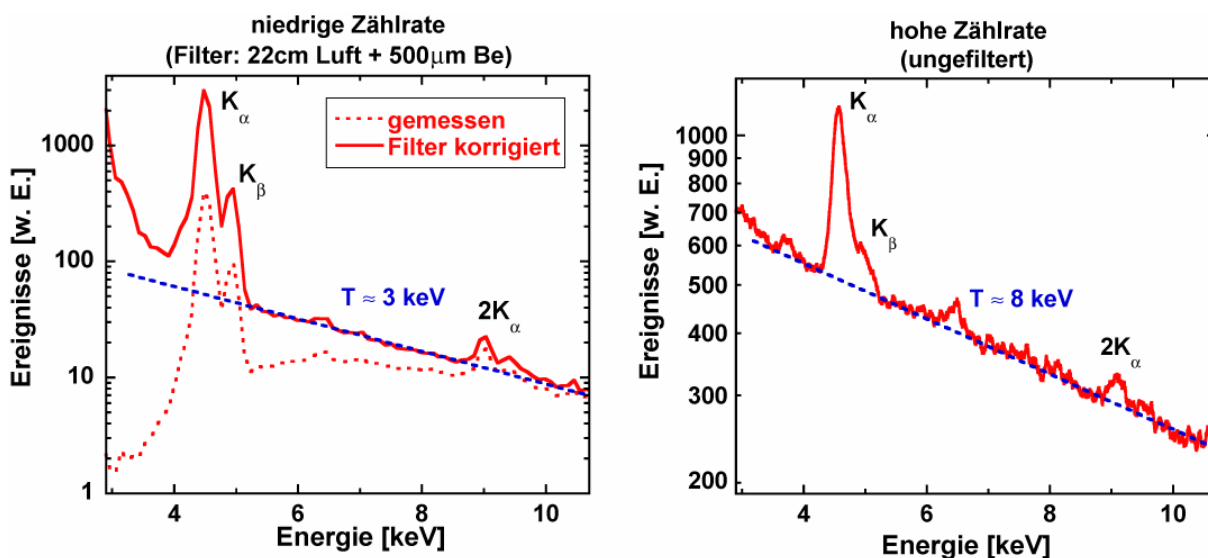


Abbildung 4.5: Halblogarithmische Darstellung zweier Röntgenspektren (rot), aufgezeichnet mithilfe der CR-100 unter gleichen experimentellen Bedingungen, sowie Plank'sche Anpassung (blau) zur Bestimmung der Elektronentemperatur, links: niedrige Zählrate durch Verwendung von Filtern vor der Diode, rechts: hohe Zählrate ohne Filter

Beide Aufnahmen unterscheiden sich nur durch die Verwendung eines Filters und damit durch die Zählrate. Die Eigenschaften des Plasmas zwischen den beiden Aufnahmen haben sich nicht geändert. Dennoch erhält man stark voneinander abweichende Ergebnisse. Das legt nahe, dass zumindest bei der Aufnahme mit der hohen Zählrate die Anpassung tatsächlich nicht die Elektronentemperatur liefert, sondern dass das Spektrum durch Mehrfachereignisse

verändert ist. Diese können entstehen, wenn nach einem Laserimpuls zwei Photonen gleichzeitig detektiert werden. Deren Energien addieren sich, und man detektiert scheinbar ein Ereignis bei der Summe der Einzelphotonenenergie. Am wahrscheinlichsten sind Doppelereignisse zwischen einem K_{α} -Photon und einem langwelligeren Photon.

Daher gilt, wenn solche Spektren für die Bestimmung der Elektronenenergie verwendet werden sollen, muss sichergestellt sein, dass durch eine niedrige Zählrate Mehrfachereignisse vermieden werden. (Bei kHz-Wiederholrate entsprechen z.B. 30 Ereignisse/Sekunde einer Wahrscheinlichkeit von ca. einem Promille für ein Mehrfachereignis.)

Am Ende dieses Abschnitts kann qualitativ festgestellt werden, dass der Hauptanteil der erzeugten Röntgenstrahlung Ti- K_{α} -Strahlung ist. Je nach den experimentellen Bedingungen, die sich schon optisch durch ein bläuliches bzw. rötliches Leuchten unterscheiden, wird die Ti- K_{α} -Strahlung von einem mehr oder weniger starken Strahlungshintergrund überlagert. Diese Hintergrundsstrahlung ist überwiegend Sekundärstrahlung, die von hochenergetischen Photonen oder Elektronen an den Stahlteilen in bzw. der Vakuumkammer selber erzeugt wird. Da sie sich im gleichen Energiebereich befindet wie die Ti- K_{α} -Strahlung kann sie nicht durch Transmissionsfilter vor den Detektoren gefiltert werden. Nur durch komplette Abschirmung des Ti-Strahlengangs gegen Sekundärstrahlung oder durch Unterdrückung der hochenergetischen Photonen und Elektronen kann ihr Anteil vermindert werden.

4.2 Variationen der Spitzenintensität der Laserstrahlung

In diesem Kapitel wird untersucht wie sich Änderungen der Spitzenintensität auf die Produktion der Linienstrahlung auswirken. Grundsätzlich kann die Intensität auf zwei Arten variiert werden (Gl. 3.5). Zum einen kann die Impulsenergie geändert werden. Durch den Ausbau des Lasersystems ist die dauerhaft zur Verfügung stehende Impulsenergie von 1,2 mJ auf 3 mJ erhöht worden. Kurzfristig stehen sogar Impulsenergien von bis zu 5 mJ zu Verfügung. Die andere Möglichkeit ist die Änderung des Durchmessers des Brennpunktes. Kleinere Foki bedeuten höhere Intensität. Da der Durchmesser quadratisch in die Intensität eingeht, kann die Intensität durch besser fokussierende Optiken drastisch geändert werden.

Bei ersten Versuchen mit Laserimpulsen von $E = 1,1 \text{ mJ}$, einer Impulsdauer $t = 45 \text{ fs}$ (vor dem Ausbau) und einer Fokussierung des Laserstrahls auf eine Fokusgröße von $A \approx 200 \text{ } \mu\text{m}^2$ ließ sich eine Spitzenintensität von $I = 8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ erzielen. Bestrahlung des Titan-Drahts mit dieser Intensität erbrachte einen Ti-K_α -Fluss von $3 \cdot 10^9 \text{ Ph/s/4}\pi$. Laut [Rei00] ist mit diesem Intensitätswert schon die optimale Intensität erreicht. Um das zu überprüfen ist der kurzbrennweitige Parabolspiegel eingebaut worden. Damit erhöht sich die Spitzenintensität auf über $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Diese Intensitätserhöhung um das 2,5fache bewirkt eine Vervierfachung der K_α -Ausbeute auf bis zu $1,2 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$. Vergrößert man den Fokus durch Variation des Abstandes zwischen Parabolspiegel und Draht ist nur ein Maximum zu finden, was dafür spricht, dass die ideale Intensität noch nicht überschritten bzw. erreicht ist.

Nach Installation der letzten Laser-Verstärker-Stufe stand für den Dauerbetrieb eine Leistung von 3 Watt zur Verfügung. Mit der f/4-Fokussierung erreicht man nun auch Intensitäten um $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Auf Anhieb konnten die guten, oben erwähnten Ergebnisse nicht wiederholt werden (siehe dazu auch Kapitel 4.1). Mit Hilfe der erweiterten Laserdiagnostik ist erkannt worden, dass Vorplasmen durch die intrinsischen Vorimpulse des Lasers die Röntgenproduktion und das Röntgenspektrum stark beeinflussen. Stellt man Bedingungen wie bei den Messungen mit niedrigerer Energie her, kann auch ein nahezu gleicher Röntgenfluss erzielt werden. Durch Reduzierung der Vorimpulse konnte der K_α -Fluss auf über $1,75 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$ erhöht werden. Systematische Untersuchungen zum Einfluss der Vorimpulse findet man im Kapitel 4.3.

Experimentelle Befunde zur Optimierung der Röntgenquelle

Bei einer Laserleistung von 4 W (nicht im Dauerbetrieb möglich) konnte die Intensität im Fokus auf $2,6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ erhöht werden, was zu einer Zunahme der K_α -Ausbeute auf $2,2 \cdot 10^{10} \text{ Ph/sec}$ im vollen Raumwinkel führt.

Die maximale Spitzenintensität bei 3 W Laserleistung wird mit der f/2- Fokussierung erreicht. Sie beträgt $I = 6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

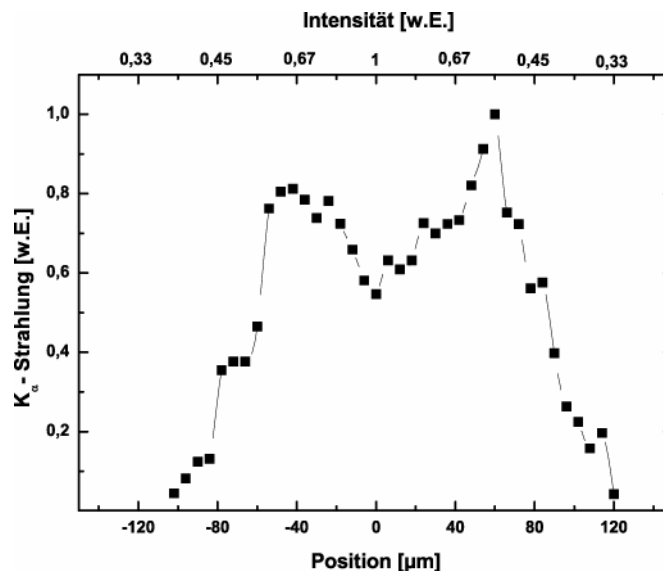


Abbildung 4.6: Auswirkung der Variation der Spitzenintensität (normiert auf das Maximum) durch Änderung des Strahlquerschnitts im Fokus durch Verfahren der Fokussierungsoptik auf die normierte K_α -Produktion; die obere Skala gibt die zur Änderung der Fokusfläche gehörige Intensität an (Annahme: Fokussierung Gauß'scher Strahlung)

Abbildung 4.6 zeigt deutliche zwei Maxima in der Titan K_α -Produktion außerhalb des besten Fokus. Das bedeutet, dass die optimale Intensität hier überschritten worden ist. Diese Ergebnisse besagen, die optimale Intensität für Ti- K_α Produktion liegt zwischen $3 - 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

Bei schärfster Fokussierung werden $4,1 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$ erzeugt, unter optimalen Bedingungen im rechten Maximum sogar $6,8 \cdot 10^{10} \text{ Ph/s/4}\pi$. Im Idealfall wäre diese Kurve symmetrisch zur Position der Strahltaile. Das dem nicht so ist, kann zwei Ursachen haben. Zum einen ist es möglich, dass aufgrund einer nicht idealen Justage des Parabolspiegels zu Aberrationen kommt, die eine unsymmetrische Fokussierung verursachen, zum anderen kann es von Bedeutung sein, ob der Brennpunkt sich vor oder nach bzw. im Target befindet.

Die vertikalen Fehlerbalken sind zu klein um darstellbar zu sein, jedoch kann die absolute Kalibrierung der K_α -Strahlung um bis zu 10% fehlerbehaftet sein. Die Fehler in der Intensitätsbestimmung außerhalb des Fokus lassen sich nur schwer abschätzen, da die

Ergebnisse in Abb. 4.6 nahe legen, dass sich das Strahlprofil vor und nach der Strahltaile unterscheidet.

Ergebnisse, die ein ähnliches Verhalten zeigen, sind bisher nur an Terawatt- Laser-Quellen demonstriert worden. Blome und Mitarbeiter [BloDis], Reich und Mitarbeiter [Rei03] und Eder und Mitarbeiter [Ede02] haben diese „M“-artige Intensitätsabhängigkeit an Titan gesehen, wobei Eder und Mitarbeiter sogar bei sehr hohen Intensitäten einen erneuten Anstieg verzeichneten. Guo und Mitarbeiter [Guo01] erzielten die beste Kupfer K_{α} -Ausbeute ebenfalls außerhalb des Intensitätsmaximums.

Trägt man nun den K_{α} -Fluss gegen die hier beschriebenen Intensitäten auf, erkennt man, dass es auch hier eine schwache Potenzabhängigkeit (1,5-2) bis zum Maximum der Strahlung vorliegt. Abbildung 4.7a zeigt das. Die Datenpunkte stammen aus den oben vorgestellten Messungen.

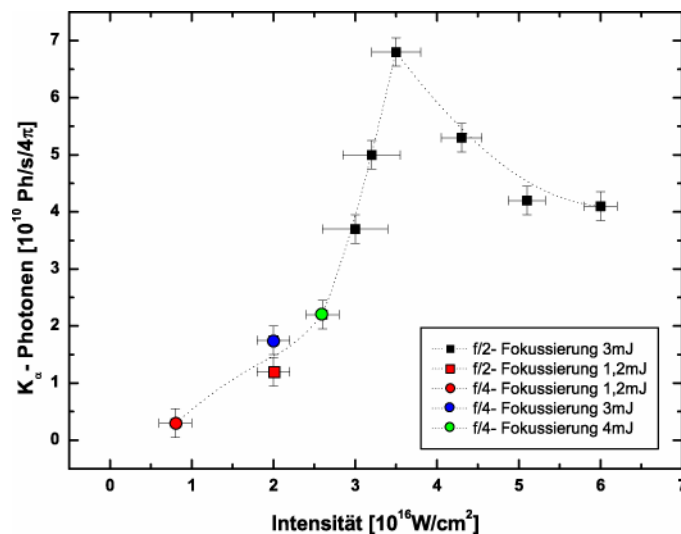


Abbildung 4.7a: $Ti-K_{\alpha}$ -Ausbeute aufgetragen gegen die Laserintensität

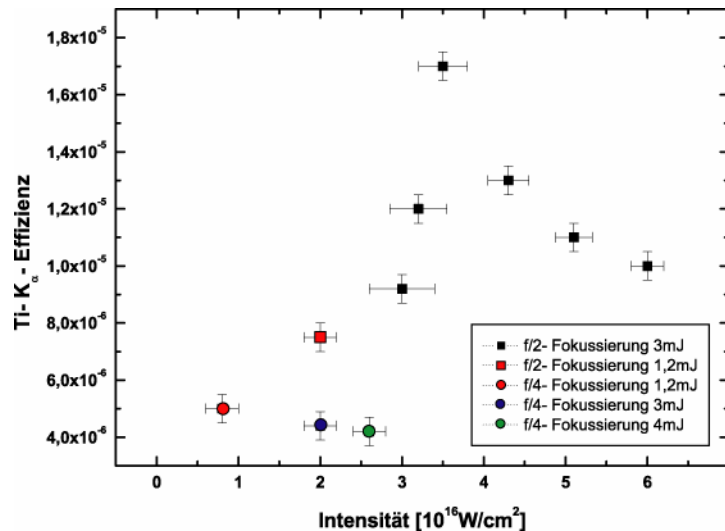


Abbildung 4.7b: Effizienz der Ausbeute; inkl. Parameter zur Fokussierung und Impulsenergie; Datenpunkte stammen aus den vorher diskutierten Messungen

In Abbildung 4.7b erkennt man durch die Änderungen in der Effizienz zur reinen Intensität im Teil a, dass weitere Parameter einen Einfluss auf die K_{α} -Ausbeute haben. Bei den Messungen mit 3 und 4 mJ und dem langbrennweitigen Parbolspiegel kann die hohe Intensität durch eine unpassende Skalenlänge nicht optimal zur K_{α} -Produktion genutzt werden. Bei diesen beiden Messungen sind die Vorimpulse noch nicht optimal minimiert.

Auffallend ist, dass in allen in diesem Kapitel zitierten Veröffentlichungen ebenso wie in dieser Arbeit, die experimentell bestimmten Intensitäten zur optimalen K-Schalen-Röntgenerzeugung über den theoretisch bestimmten Werten liegt. Besonders starke Abweichungen sind von Chen und Mitarbeiter [Che04] berichtet worden. Anstelle einer optimalen Intensität von 10^{16} W/cm^2 erreichten sie das Maximum der Röntgenerzeugung erst bei Intensitäten von über 10^{18} W/cm^2 . Erklärt wird das dort mit der verhältnismäßig langen Skalenlänge von 3λ , verursacht durch eine ps-Impulsflanke mit einem Kontrastverhältnis von nur 10^{-4} oder einem 8ns-Vorimpuls mit einem Kontrast von 10^{-5} bei Impulsenergien von einigen 100 mJ. Durch diese lange Skalenlänge wird Resonanz-Absorption ($\sim 0,6\lambda$) als treibender Mechanismus für die Beschleunigung geeigneter Elektronen ausgeschlossen. Die Energie der erzeugten Elektronen ist für die K_{α} -Erzeugung unpassend, die Effizienz der Quelle ist dementsprechend gering.

Dementsprechend liegt die Hauptursache der Diskrepanz für die in dieser Arbeit ermittelten optimalen Intensität vermutlich in der Vielzahl der weiteren Parameter, die einen starken Einfluss auf die Skalenlänge und damit die Röntgenproduktion haben. Die Röntgenemission skaliert hier mit einem Exponenten von 1,5-2 mit der Laserintensität. Dieser Exponent ist viel

niedriger als bei den Messungen mit geringerer Intensität ([Yos98], [Kut06]) und gleicht denen bei vergleichbarer Intensität [Zha04]. In den folgenden Unterkapiteln werden daher zwei entscheidende Faktoren für die Skalenlänge so weit wie möglich unabhängig voneinander untersucht.

Durch die Erhöhung der Intensität ist es gelungen, eine der brilliantesten und effizientesten kHz-Laserplasma-Röntgenquellen zu schaffen, die einen K_{α} -Fluss von fast $7 \cdot 10^{10}$ Ph/s in den vollen Raumwinkel emittiert. Es wurde gezeigt, dass wie vorausgesagt eine optimale Intensität für die Ti-K-Schalen-Emission existiert, die hier zu ca. $3,5 \cdot 10^{16}$ W/cm² bestimmt wurde. Die optimale Intensität liegt damit fast eine halbe Größenordnung über der in [Rei00] berechneten. Andererseits stimmt sie hervorragend mit den Messergebnissen von Reich und Mitarbeiter [Rei03] an einem Ti-Target überein. Durch Defokussierung des Laserstrahls erzielten sie die besten Röntgenergebnisse bei Intensitäten zwischen $2\text{-}5 \cdot 10^{16}$ W/cm².

4.3 Beeinflussung der Plasmaskalenlänge

Eine weitere Möglichkeit, die Produktion von Röntgenstrahlung bei Laser-Plasmen-Quellen zu beeinflussen, ist die Variation der Skalenlänge des Plasmas. Wenn das Kontrastverhältnis der Laserimpulse zu intrinsischen Vorimpulsen und der ASE so groß ist, dass es nicht schon von vorn herein zur Ausbildung eines Vorplasmas am Festkörpertarget kommt, kann durch einen „künstlichen“ Vorimpuls die Skalenlänge verlängert werden. Diese Änderung der Skalenlänge führt zu einer erhöhten Elektronentemperatur und einer Verbesserung des Flusses der Röntgen-Linienstrahlung. Wie in Kapitel 2.3 erläutert ist die Erzeugung geeigneter Elektronen besonders effektiv, wenn Resonanz-Absorption der dominierende Mechanismus ist. Dafür sollte die reduzierte Skalenlänge im Bereich von $\sim 0,3-0,6 \lambda$ liegen. Bastiani und Mitarbeiter [Bas97] führten dementsprechende Simulationen durch und ermittelten, dass bei Intensitäten von 10^{16} W/cm^2 die Vorimpulse einige Prozent der Energie des Hauptimpulses betragen und zwischen 2-100 ps vor dem Hauptimpuls liegen sollten. Durch Verwendung dieser Ergebnisse ist dort eine Erhöhung des K_{α} -Flusses um eine Größenordnung beobachtet worden.

Aufgrund dieser Ergebnisse ist auch hier eine Vorimpuls-Strecke mit variabler Energie und Verzögerungszeit aufgebaut worden, zu erkennen in der Aufbauskinizze 3.1 in hellroter Darstellung.

Vorimpuls-Messungen an der kHz-Quelle zeigten jedoch keinen Einfluss auf die Röntgenproduktion für verschiedene Vorimpulsenergien zwischen 1% und 10% der Hauptimpulsenergie sowie unterschiedliche Verzögerungszeiten zwischen 1 und 100 ps. Da die Vorimpulse über die gleiche Optik fokussiert werden, entspricht das Energieverhältnis auch dem Intensitätsverhältnis.

Die zitierten Quellen bieten dafür mehrere Erklärungen an. Zum einen liegt hier die Intensität der Laserstrahlung fast eine Größenordnung höher als bei dem Experiment, bei dem eine Vervielfachung der Röntgenstrahlung gemessen wurde. Zum anderen gibt es die Möglichkeit, dass aufgrund intrinsischer Vorimpulse des kHz- Lasersystems der künstliche Vorimpuls gar nicht mit einem Festkörper wechselwirkt, sondern schon auf ein ausgedehntes Plasma trifft und daher die Plasmaskalenlänge nicht zu kurz, sondern eher zu lang ist. Es wurden daher auf einer ns-Zeitskala Messungen der zeitlichen Struktur der Impulse durchgeführt, welche diese

Vermutung bestätigen (siehe Kapitel 3.1.3). Daher wurden entsprechende Veränderungen am Lasersystem vorgenommen, wie dort beschrieben. Im Weiteren wird hier untersucht, wie sich Änderungen des Verhältnisses von Vorimpuls zu Hauptimpuls auf die K_{α} -Produktion bzw. auf das Röntgenkontrastverhältnis auswirken.

Um eine solche Messung durchzuführen, ist wie unter 3.1.3 beschrieben, das Verhältnis von Vorimpuls- zu Hauptimpuls gemessen und eingestellt worden. Bei den jeweiligen Vorimpulsverhältnissen sind dann Bilder mit der Röntgen-CCD-Kamera, Spektren mit der energieselektiven Röntgendiode und Werte mit dem Dosimeter aufgenommen worden.

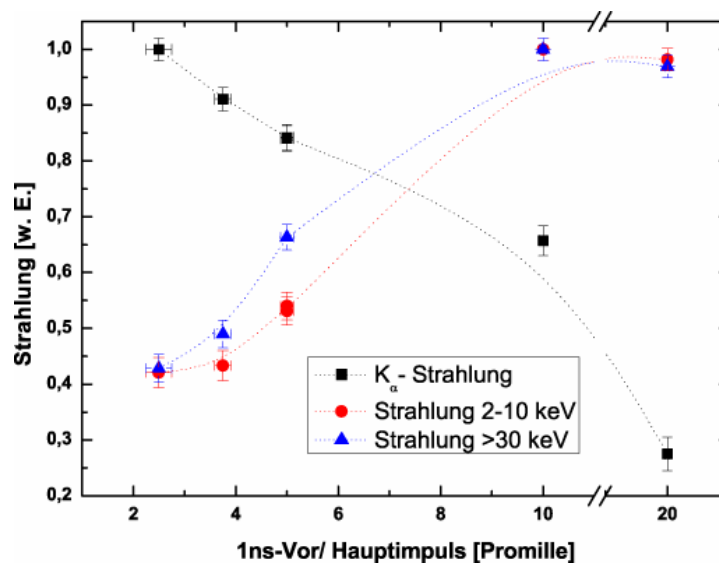


Abbildung 4.8: Darstellung des Einflusses des 1ns- Vorimpulses (in Promille des Energieverhältnis zum Hauptimpuls) auf die Röntgenproduktion, unterteilt in K_{α} - Strahlung (schwarze Quadrate) und Hintergrundstrahlung (rote Kreise, gemessen mit der Röntgen-Diode; blaue Dreiecke, gemessen mit dem Dosimeter)

Abb. 4.8 zeigt eine Messung, bei der mit Hilfe der Pockelszellen der 1ns-Vorimpuls variiert und die restlichen Laserparameter konstant gehalten wurden. Die maximale Laserintensität betrug ca. $3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Aufgrund der Anstiegszeit der Pockelszellen ($\sim 4\text{ns}$) ist es nicht möglich, den 1ns- Vorimpuls noch weiter zu unterdrücken und auf das gleiche Niveau wie das des 10ns-Vorimpulse-Verhältnis bei $3 \cdot 10^{-5}$ zu bringen. Für den letzten Messpunkt nach dem Bruch in Abb. 4.8 bei 2% gelingt es nicht mehr, den 10ns- Vorimpuls konstant zu halten, sondern er steigt auf 3 Promille.

Anhand dieser Messung ist der Einfluss des 1ns-Vorimpulses auf die gesamte Röntgenproduktion deutlich zu erkennen. Die K_{α} -Produktion weist eine lineare Tendenz über

den gesamten Messbereich auf, es ist auch keine Abflachung der Steigung beim minimalen Vorimpuls zu sehen. Umgekehrt verhält es sich bei der Hintergrundstrahlung. Sowohl der hochenergetische als auch der Anteil zwischen 2 und 10 KeV steigt mit zunehmendem Vorimpuls bis zu einem Verhältnis von 1% an. Der Messpunkt bei 2% zeigt keinen Anstieg der Hintergrundstrahlung mehr.

Für Beugungsexperimente ist das Röntgenkontrastverhältnis, hier definiert als K_{α} -Strahlung geteilt durch die Hintergrundstrahlung, detektiert mit Hilfe der Röntgenkamera, entscheidend. Dieses Verhältnis wird mit abnehmendem Vorimpuls deutlich besser. Um bestmögliche Ergebnisse erzielen zu können, ist der 1ns-Vorimpuls wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben, eliminiert worden.

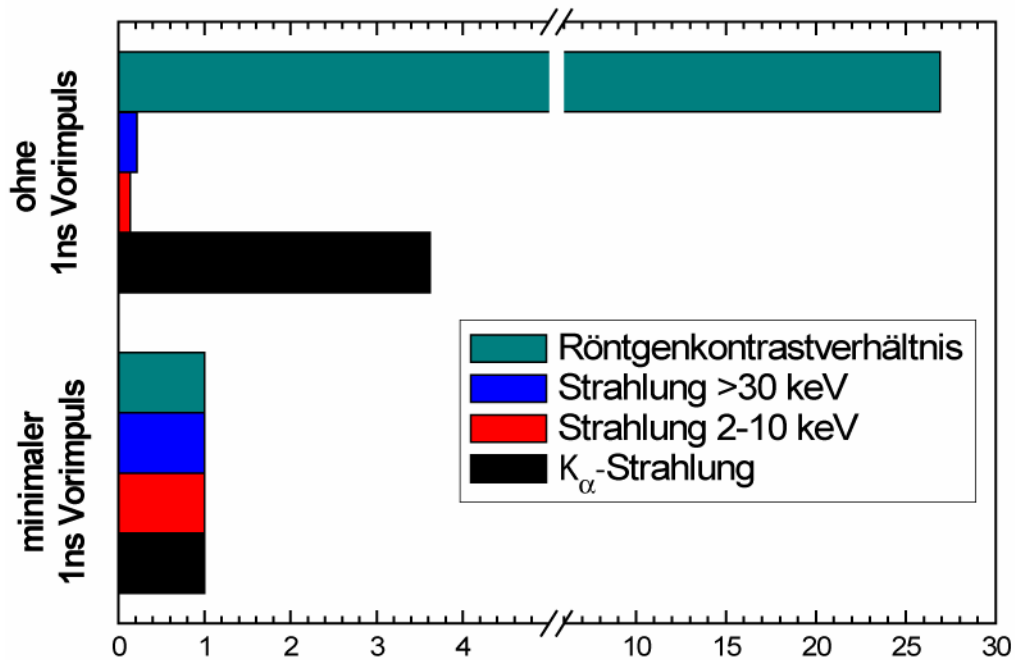


Abbildung 4.9: Vergleich der Röntgenstrahlung mit 1ns Vorimpuls (2,5 Promille) und ohne Vorimpuls (nach dem Laserumbau). Die besten Werte (max. K_{α} -Strahlung bzw. min. Hintergrundstrahlung; siehe Abbildung 4.5) mit 1ns Vorimpuls sind auf 1 normiert

Die Eliminierung dieses Vorimpulses führt bei gleichen sonstigen Laserparametern zu wesentlich besseren Ergebnissen, wie in Abb. 4.9 dargestellt. So hat sich die K_{α} -Strahlung mehr als verdreifacht und die gleichzeitig produzierte Hintergrundstrahlung geht auf etwa 1/9 ihres ursprünglichen Wertes zurück. Insgesamt ist auf diese Weise das Röntgenkontrastverhältnis drastisch besser geworden.

Diese Ergebnisse legen nahe, dass bei dieser Quelle die Skalenlänge ursprünglich aufgrund eines unzureichenden Kontrastverhältnisses deutlich höher war als für Resonanz-Absorption erforderlich. Dementsprechend können gezielt hergestellte Vorimpulse auch keine Verbesserung in der K_{α} -Ausbeute erbringen. Nach Eliminierung des ns-Vorimpulses kann wegen der erhöhten K_{α} -Ausbeute und des stark verbesserten Röntgenkontrastverhältnisses davon ausgegangen werden, dass die Skalenlänge des Plasmas kürzer geworden und damit besser für die Linienstrahlungserzeugung geeignet ist.

Auch die in Unterkapitel 4.1 beschriebene Problematik mit dem unterschiedlichen Verhalten der Röntgenquelle bei „rotem“ bzw. 2. Harmonischen Leuchten lässt sich so deuten. Vermutlich ist bei der niedrigen Impulsenergie und gut eingestellten Vorimpulsen die Vorplasmaschwelle nicht überschritten worden, es kam zu „blauen“, zweitem Harmonischen Leuchten und hoher K_{α} -Ausbeute sowie niedriger Hintergrundstrahlung. Hingegen ist bei „rotem“ Leuchten das Gegenteil der Fall gewesen. Auch die in Kapitel 4.1 aufgestellte Behauptung, dass die Hauptursache für die Hintergrundstrahlung Sekundärstrahlung der hochenergetischer Photonen oder Elektronen ist, wird in Abb. 4.8 bestätigt, da beide Anteile ähnlich stark sinken, die harte Strahlung (>30 keV) sogar etwas deutlicher.

Dreht man die Polarisation der einfallenden Laserstrahlung von p- zu s-polarisierter Strahlung, so sinkt die K_{α} -Ausbeute auf 1/5 des Ausgangswertes. Dieser starke Einbruch in der Linienstrahlung ist ein weiteres Indiz, dass nun eine kürzere, für die K_{α} -Strahlung Entstehung geeignete, Plasmaskalenlänge vorliegt. Denn der Wechsel von p- zu s-polarisierter Strahlung schaltet Resonanz-Absorption [Ril03, Ril05, Sch99] für den Energietransfer zu den Elektronen ab, so dass bedeutend weniger geeignet schnelle Elektronen zur Verfügung stehen.

Vergleicht man das mit der Literatur, in der die Skalenlänge durch Vorplasmen beeinflusst wird, so stellt man fest, dass sämtliche Ergebnisse mit einer Verbesserung der Röntgenausbeute an Terawattanlagen durchgeführt wurden, die ein wesentlich besseres Kontrastverhältnis haben als Systeme mit regenerativen Verstärkern ([Bas97], [Zie92], [Ril05], [Sch99]). Eine Ausnahme davon bilden die Messungen von Kutzner und Mitarbeiter [Kut04]. Ihnen gelang mit einem Multi-kHz-System mit Hilfe geeigneter Vorimpulse eine Verhundertfachung der Röntgenausbeute, allerdings bei sehr niedrigen Intensitäten von $5 \cdot 10^{14}$ W/cm². Diese Erhöhung nimmt allerdings mit Zunahme der Intensität stark ab. Bei Spitzenintensitäten über 10^{15} W/cm² beträgt die Verbesserung „nur“ noch das Zehnfache, Tendenz abnehmend. Erklärt wird das ebenso wie in dieser Arbeit mit den intrinsischen

Vorimpulsen, die mit wachsender Intensität ein eigenes Vorplasma generieren, so dass die künstlichen Vorimpulse keinen Einfluss mehr haben. Außerdem ist die absolute Anzahl der K_{α} -Photonen mit 10^9 pro Sekunde relativ gering.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass durch eine Reduzierung der intrinsischen Vorimpulse die Röntgen-Hintergrundstrahlung reduziert und die K_{α} -Ausbeute sowie das Röntgen-Kontrastverhältnis erhöht werden konnte. Die Eliminierung des 1ns- Vorimpulses führt zu einer Verdreifachung der K_{α} -Strahlung. Zusätzlich verringert sich die Hintergrundstrahlung, sowohl im Bereich von 2-10 KeV als auch im Bereich >30 keV. Durch diese Verbesserungen erhöhte sich das für die folgenden zeitaufgelösten Röntgenbeugungs-Experimente entscheidende Röntgenkontrastverhältnis um das 30-fache. Im Gegensatz zu den Ergebnissen mit Terawatt-Lasern, bei denen aufgrund des meist sehr hohen Kontrastverhältnisses, u. a. zu erreichen durch das Fehlen eines regenerativen Verstärkers, ist hier keine Verlängerung, sondern eine Verkürzung der Skalenlänge notwendig gewesen.

4.4 Phasenmodulation des Laserimpulses

Im folgenden Unterkapitel wird untersucht, ob und wie sich spektrale Phasenmodulation 2. Ordnung ($d^2\Phi/d\omega^2$), im weiteren mit PM abgekürzt, auf die Röntgenstrahlung auswirkt. Die Phasenmodulation 2. Ordnung wird häufig auch als „Chirp“ bezeichnet.

Um gezielt und alleinig die Phase 2. Ordnung beeinflussen zu können, wird für diese Messungen der Dazzler zur Modulation der Phase verwendet. Positive Phasenmodulation bedeutet, dass die führende Flanke des Impulses niederfrequenter ist als die hintere. Daher wird sie auch „up- Chirp“ genannt. Dementsprechend umgekehrt verhält es sich beim „down- Chirp“.

Zu beachten ist, dass die Phasenmodulation zu einer Impulsverlängerung führt, die wie folgt beschrieben werden kann:

$$t_{Chirp}^2 = t_0^2 + \Phi'' \Delta\omega^2 \quad \text{Gl. (4.1)}$$

Dabei bezeichnet t_0 die Impulsdauer des modulationsfreien Impulses, Φ'' die Phasenmodulation 2. Ordnung ($d^2\Phi/d\omega^2$), $\Delta\omega$ die Frequenzbreite des Impulses und t_{Chirp} die Impulsdauer des resultierenden Impulses. Mit für diesen Laser gegebenen Werten ($\Delta\omega = 8,8 \cdot 10^{13}$ Hz und $t_0 = 50$ fs) ergibt sich folgende Impulsverlängerung in Abhängigkeit von der Phasenmodulation:

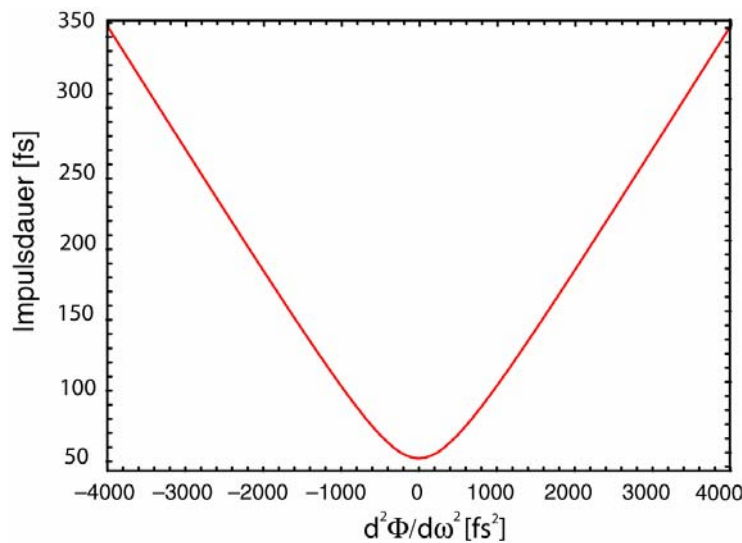


Abbildung 4.10: Berechnete Impulsdauerverlängerung durch Einführung spektraler Phasenmodulation 2. Ordnung nach Gl. 4.1

Messungen mit phasenmodulierten Impulsen sind zuerst mit dem auf 3 mJ ausgebauten Lasersystem durchgeführt worden. Der 1ns- Vorimpuls ist noch vorhanden gewesen. Abbildung 4.10 zeigt die Abhängigkeit der Röntgenstrahlungsproduktion von der Phase 2. Ordnung. Für diese Messung ist die Impulsenergie konstant gehalten worden und die Impulsdauer variiert nach Abbildung 4.10.

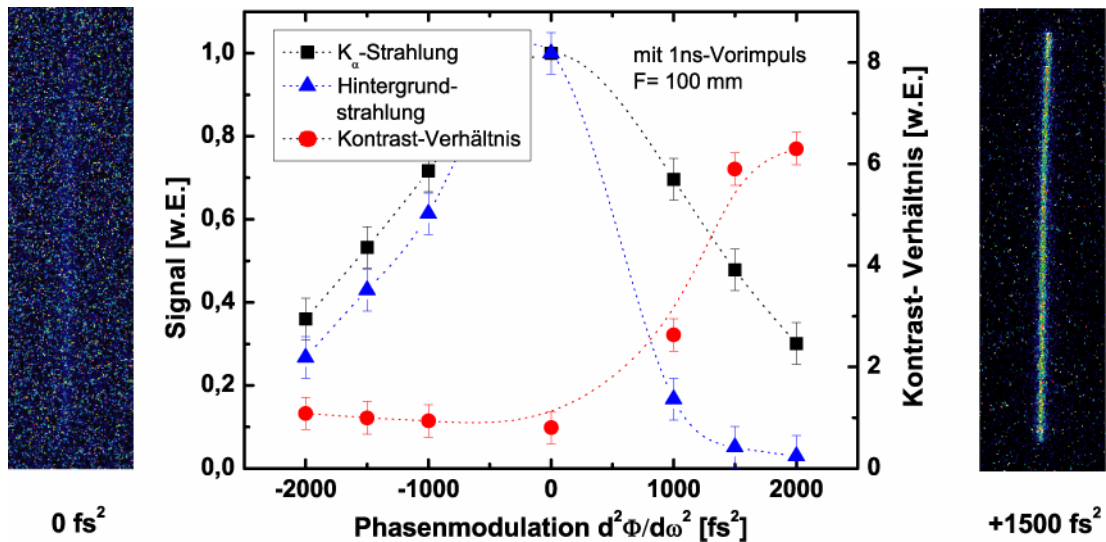


Abbildung 4.11: Normierte Röntgenausbeute in Abhängigkeit von der Phasenmodulation mit 1ns Vorimpuls und einer Laserintensität von $I_{max} = 2 \cdot 10^{16}$ W/cm²; gemessen ist die K_α - (schwarze Karos) und Hintergrundstrahlung (blaue Dreiecke); das Kontrastverhältnis ist der Quotient dieser Strahlungen (rote Kreise und rechte Achse); links bzw. rechts ist ein Beugungsbild mit 0 fs² bzw. 1500 fs² dargestellt zur Verdeutlichung des Kontrastverhältnisses

Schon hier ist zu erkennen, dass es aufgrund der PM nicht zu einer Erhöhung der K_α -Ausbeute kommt. Es ist sogar eine Abnahme von ca. 20%/|1000| fs² zu erkennen. Die Hintergrundstrahlung jedoch nimmt auch ab, bei negativer Phasenmodulation nahezu ebenso stark wie die K_α -Strahlung, jedoch bei positiver Phasenmodulation weitaus stärker. Das führt zu einer sechsfachen Verbesserung im Kontrastverhältnis, was eindrucksvoll durch die Beugungsbilder belegt wird. Aufgrund dieser Verbesserung ist es möglich gewesen, erste erfolgreiche zeitabhängige Messungen durchzuführen, siehe Kapitel 5.2.

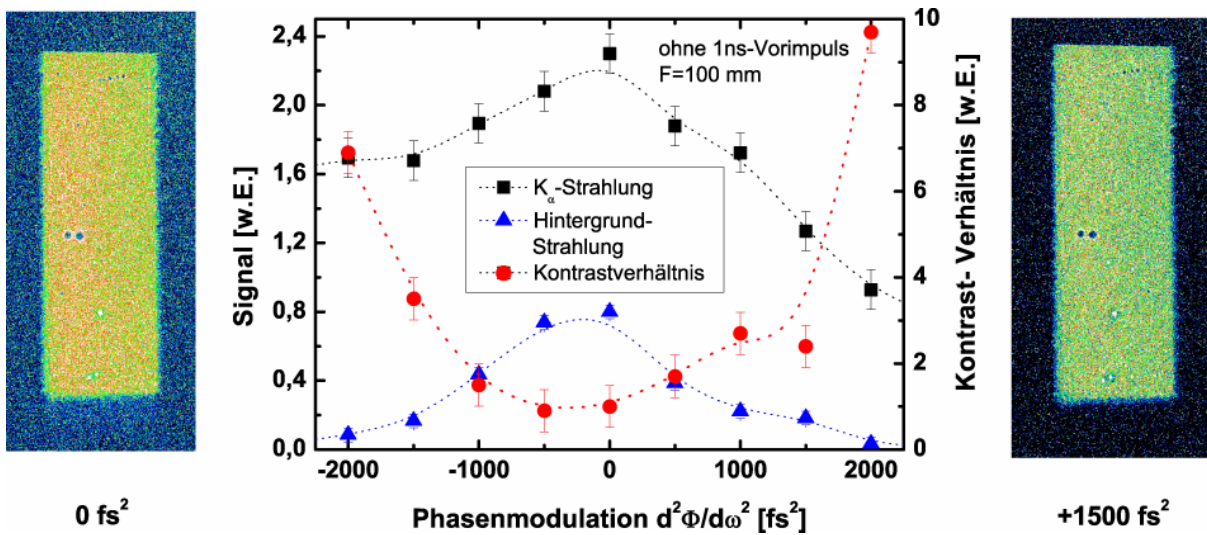


Abbildung 4.12: Wie Abbildung 4.11, ohne 1ns- Vorimpuls; die Normierung der linken Achse entspricht Abb. 4.11, das Kontrastverhältnis ist jedoch auf den modulationsfreien Impuls normiert. Die Beugungsbilder zeigen Topografie-Bilder des Röntgenspiegels, da bei Beugungsbilder der Probe optisch kein Unterschied mehr zu erkennen ist.

Das Entfernen des 1ns- Vorimpulses führt zu zum Teil drastischen Änderungen der vorherigen Verhältnisse, wie in Abb. 4.12 und Abb. 4.13 zu erkennen ist. Gleich geblieben ist, dass der kürzeste Impuls weiterhin die maximale Röntgenausbeute liefert, sei es K_α - oder Hintergrundstrahlung. Bei positiver Phasenmodulation sinkt die K_α -Ausbeute schneller als bei negativer. Die detektierte Hintergrundstrahlung sinkt auch, sowohl bei negativer- wie positiver Phasenmodulation, in beiden Fällen sogar schneller als die K_α -Strahlung. Das führt zu einem Anstieg des Kontrastverhältnisses auf beiden Flügel des Graphen.

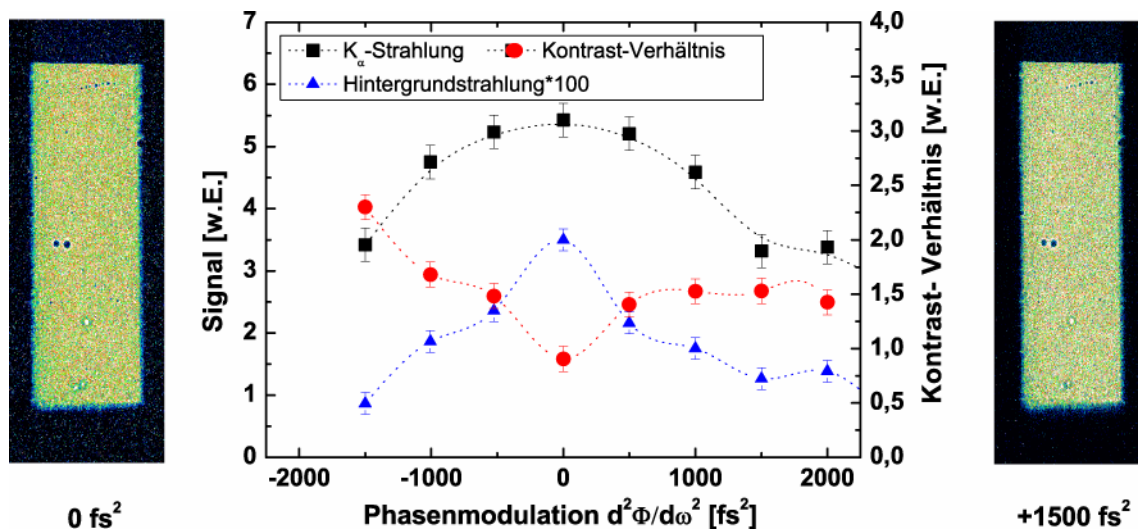


Abbildung 4.13: Wie Abb. 4.12; aber $I_{max} = 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$

Erhöht man die Intensität auf den in Kapitel 4.2 bestimmten idealen Wert, sieht man in Abb. 4.13, dass die Phasenmodulation stark an Bedeutung verliert. Der Hintergrund ist auch bei der kürzesten Impulsdauer sehr gering, er beträgt nur ca. 4 Prozent der in Abb. 4.11 gemessenen und das K_{α} -Signal hat sich versechsfacht. Daher ist es für praktische Anwendungen nahezu bedeutungslos, dass das beste Kontrastverhältnis hier bei negativem Chirp erreicht wird.

Um zu untersuchen, wie die Phasenmodulation die Röntgenstrahlung beeinflusst, muss geklärt werden, wie diese Modulation die Laserimpulse verändert. Bekannt ist, dass es neben der Frequenzvariation über den Impuls zu einer Impulsverbreiterung kommt. Da zumindest bei der ersten Messung deutlich zu erkennen ist, dass die Erzeugung von Röntgenstrahlung nicht symmetrisch zum unmodulierten Impuls ist, kann die Impulsverbreiterung nicht die alleinige Ursache sein. Auf Anhieb ist es auch nicht einsichtig, warum es für die Hintergrundstrahlung von Bedeutung ist, ob der niederfrequente Anteil den Impuls anführt oder umgekehrt.

Um festzustellen, ob es nicht doch zu Änderungen in der Impulsform oder der zeitlichen Impulsstruktur im ps-Bereich kommt, ist diese mit Hilfe von Autokorrelationsmessungen 2. Ordnung über einen dynamischen Bereich von fünf Größenordnungen gemessen worden.

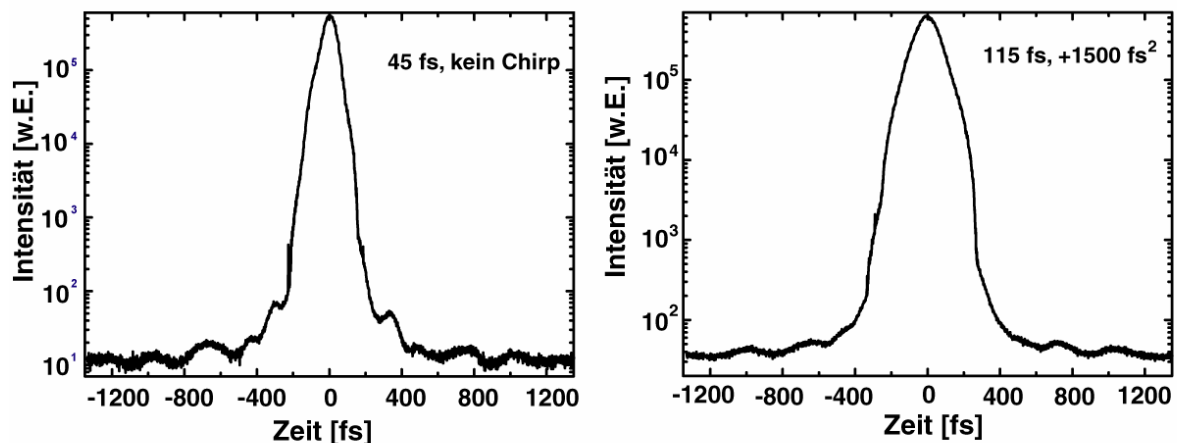


Abbildung 4.14: Autokorrelationsmessungen 2. Ordnung des unmodulierten (links) und des gechirpten (rechts) Laserimpulses zur Bestimmung der Impulsform- und -struktur in halblogarithmischer Darstellung

Diese Messungen zeigen keinen signifikanten Unterschied in der zeitlichen Impulsstruktur, nur die Impulsdauer hat sich wie vorausgesagt verlängert. Die Ausdehnung des Messbereichs auf 10 ps brachte keinen Hinweis auf die Existenz eines weiteren Vorimpulses, der die Röntgenproduktion beeinflussen kann. Auch mit Hilfe der FROG-Diagnostik sind keine Unterschiede in der Impulsform auszumachen.

Auffallend ist der Unterschied, der durch die Existenz bzw. Abwesenheit des Vorimpulses verursacht wird. Aufgrund seiner vorzeitigen Einkopplung in den regenerativen Verstärker durchläuft er diesen einmal mehr als der Hauptimpuls. Dieser zusätzliche Umlauf erzeugt eine positive Phasenmodulation wegen der durchquerten dispersiven Medien. Es addieren sich die zusätzlichen Wege im Titan-Saphir-Kristall ($460 \text{ fs}^2/\text{cm}$), der Pockels-Zelle ($\text{KD}^*\text{P} = 290 \text{ fs}^2/\text{cm}$) und den Dünnschichtpolarisatoren ($\text{BK7} = 450 \text{ fs}^2/\text{cm}$) auf eine Phasenmodulation von $\Phi'' = 3600 \text{ fs}^2$. Das führt zu einer Impulsverlängerung auf über 300 fs. Produziert man künstliche positive Phasenmodulation von 1500 fs^2 , führt das zu einer Erhöhung der Impulsdauer des Vorimpulses auf ca. 500 fs, wogegen negative Phasenmodulation von -1500 fs^2 eine Impulsdauer von ca. 150 fs verursacht. Erste Überlegungen legen nahe, dass diese Impulsverlängerung auf 500 fs dazu führt, dass, wie bei Nolte und Mitarbeiter [Nol97] für Kupfer beobachtet, kein Material ablatiert wird. Doch die im Vorimpuls gegebene Energiedichte von ca. $2 \text{ J}/\text{cm}^2$ ist immer noch einen Faktor vier höher als die dort angegebene Ablationsschwelle. Für Titan ist sogar eine Ablationsschwelle von nur $0,2 \text{ J}/\text{cm}^2$ gemessen worden [Sta07]. Damit existiert ablatiertes Material unabhängig von der Phasenmodulation. Es gibt aber Hinweise, dass mit steigender Impulsdauer in diesem Zeit- und Energiedichteniveau die Ablationsschwelle steigt und die Menge an ablatiertem Material sinkt. Einen Anstieg der Schwelle beobachteten unter anderem Pronko und Mitarbeiter [Pro95] für Gold, sowie Hashida und Mitarbeiter [Has02] für Kupfer. Einen erhöhten Materialabtrag für kürzere Impulse registrierten Prior und Mitarbeiter [Pri04] bei Silizium, Momma und Mitarbeiter [Mom96] bei Stahl und Nolte u.a. [Nol97] bei Kupfer. Korte und Mitarbeiter [Kor03] haben einen Anstieg an freien Elektronen mit abnehmender Impulsdauer zwischen 150 - 500 fs bei Impulsenergien von 5-10 μJ gemessen.

Das alles deutet darauf hin, dass durch die negative Phasenmodulation der Vorimpuls besser komprimiert wird und so ein entsprechend ausgedehnteres Vorplasma gebildet wird. Bei positiver Phasenmodulation jedoch verlängert sich die Impulsdauer des Vorimpulses noch weiter. Nimmt man nun an, dass die Hintergrundstrahlung in diesem Intensitätsbereich linear mit der Intensität des Hauptimpulses wächst, beobachtet man zwei Effekte, die bei negativer Phasenmodulation gegeneinander wirken und sich bei positiver addieren. Zur Verdeutlichung dient Abb. 4.15.

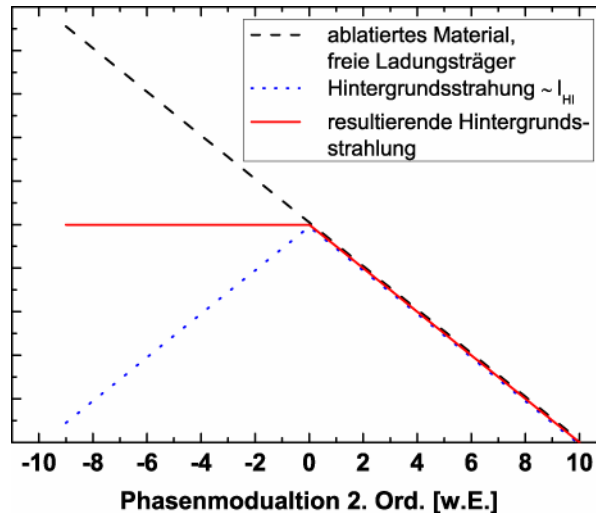


Abbildung 4.15: Verdeutlichung zum Kontrastverhältnis mit 1ns-Vorimpuls, das sich umgekehrt proportional zur Hintergrundstrahlung verhält

Die schwarze gestrichelte Linie symbolisiert das durch den Vorimpuls erzeugte Vorplasma bzw. das ablatierte Material. Die blaue gepunktete Linie zeigt das Verhalten der Hintergrundstrahlung, die der Intensität des Hauptimpulses folgt, die bei modulationsfreien Impulsen am kürzesten ist. Die durch die Phasenmodulation resultierende Hintergrundstrahlung verhält sich wie die Summe dieser Beiden. Bei negativer Phasenmodulation gleichen sich die Effekte aus, bei positiver jedoch ist die Impulsdauer des Vorimpulses länger, das Vorplasma schwächer bzw. die freien Ladungsträger weniger, was mit der sinkenden Intensität des Hauptimpulses zu geringerer Hintergrundstrahlung führt. So kann der Anstieg im Kontrastverhältnis erklärt werden.

Ohne den 1ns-Vorimpuls erhält man ein grundlegend anderes Ergebnis. Egal ob die Phasenmodulation positiv oder negativ ist, erkennt man eine Abnahme der K_{α} -Strahlung und eine stärkere Abnahme der Hintergrundstrahlung mit ansteigender Phasenmodulation, unabhängig vom Vorzeichen. Das führt zu einer Erhöhung des Kontrastverhältnisses in den Flügeln bei längeren Impulsen. Dieses Phänomen ist bei höheren Intensitäten weniger stark ausgeprägt. Wahrscheinlich handelt es sich hier um ein reines Intensitätsphänomen. Die Messung mit $4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ hat ohne Phasenmodulation die zuvor als ideal bestimmte Intensität. Durch die Modulation steigt die Impulsdauer und es sinkt die Intensität. Die Effizienz der K_{α} -Erzeugung sinkt. Warum die Hintergrundstrahlung bei extrem hohen bzw. niedrigen Werten schneller sinkt, kann nicht abschließend geklärt werden. Eventuell hat es mit den geringfügigen Änderungen der Impulsform zu tun, die in den Autokorrelationsmessungen 4-5 Größenordnungen unter der des Hauptimpulses zu erkennen sind.

Im Gegensatz zu der Arbeit von Siles und Mitarbeiter [Sil06] kann hier nie ein signifikanter Anstieg der K_{α} -Produktion gesehen werden. In deren Arbeit wird die Phasenmodulation durch die Änderung des Glasweges in einem Prismenkompensator erzielt. Dabei ändert sich die Phase sämtlicher Ordnungen simultan und nicht wie hier gezielt einer Ordnung. Bei Phasenänderungen von $+1740 \text{ fs}^2$ und $+1300 \text{ fs}^3$ sowie -2600 fs^2 und -1980 fs^3 sind Maxima gefunden worden. Obwohl sich die Impulsform in beiden Fällen massiv ändert, wird der Anstieg der Fe- K_{α} -Strahlung durch die Änderung der spektralen Phase erklärt, die zu einer Erhöhung der Elektronen-Energie führt. Es existieren Berechnungen von Sohbatzadeh und Mitarbeiter [Soh06], die eine Zunahme der Elektronentemperatur bei negativem Chirp bestätigen, allerdings bei einer Vielzahl von weiteren Parametern (Intensität, Pulsdauer, Fokusgröße, Ausgangsphase), die sowohl bei Siles und Mitarbeiter als auch in dieser Arbeit unbekannt sind bzw. in völlig anderen Größenordnungen liegen.

Vor diesem Hintergrund können die Ergebnisse in Abb. 4.13 dahingehend gedeutet werden, dass, wenn durch eine geeignete Intensität der Laserstrahlung die schnellen Elektronen schon die optimale Energie für die Ti- K_{α} - Erzeugung besitzen, eine weitere Erhöhung der Elektronenenergie durch Phasenmodulation keinen positiven Einfluss mehr hat.

Als Fazit dieses Kapitels lässt sich feststellen, dass mit Phasenmodulation 2. Ordnung die Entstehung von Röntgenhintergrundsstrahlung effektiv unterdrückt werden kann, solange intrinsische Vorimpulse existieren. In diesem Fall verringert die Phasenmodulation die Impulsdauer des Vorimpulses, so dass kein oder nur ein geringeres Vorplasma existiert. Mit Hilfe dieses Effekts gelang die Steigerung des Röntgenkontrastverhältnisses um das Sechsfache, so dass zeitaufgelöste Beugungsmessungen möglich wurden. Ohne Vorimpulse verschwindet dieser Effekt. Eine Verbesserung der K_{α} -Ausbeute in Abhängigkeit der Phasenmodulation konnte nicht festgestellt werden.

4.5 Stabilität und Normierbarkeit des Beugungssignals

Erste zeitaufgelöste Messungen mit dieser Quelle sind mit 1ns-Vorimpuls und Intensitäten knapp über 10^{16} W/cm² durchgeführt worden. Dabei sind die Messungen erschwert worden durch die geringe Stärke des detektierten Beugungssignals und den starken Hintergrund. Ohne Einführung von positiver Phasenmodulation wäre das Beugungssignal zu gering gewesen, um die optisch angeregten Änderungen quantitativ messen zu können. Mit optimalen Abschirmmaßnahmen und positiver Phasenmodulation ist es gelungen, deutliche, quantitativ auswertbare Beugungslinien auf der CCD- Kamera zu erzeugen. Die Abschirmmaßnahmen bestehen aus einem Bleigehäuse für das Draht-Target mit einem Schlitz für den Draht und 2 Löchern für die Laser- bzw. Röntgenstrahlung, einer bleiummantelten Aluminium-Verrohrung des Röntgenstrahlengangs, einer Erweiterung der kameraeigenen Abschirmung durch eine spezielle „Bleifront“ mit minimalen Eintrittsfenster und zusätzlichen Bleiplatten.

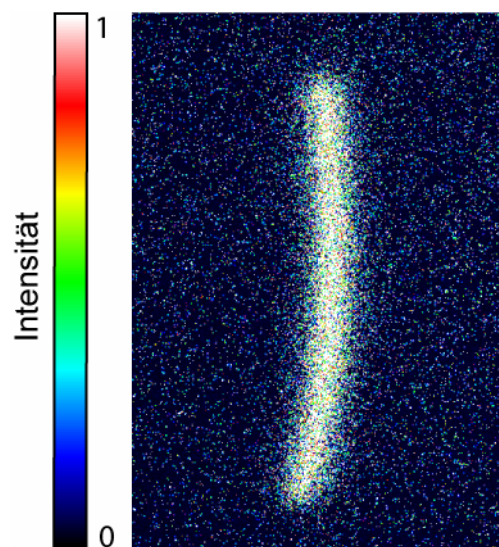


Abbildung 4.16: bestmögliches Beugungsbild des Ge(400)-Reflexes mit +1500 fs² Phasenmodulation und zusätzlicher Abschirmung

Mit Beugungsbildern der dargestellten Qualität ist es dann möglich gewesen, erste zeitaufgelöste Messungen vorzunehmen, d. h. für zeitaufgelöste Messungen ist in erster Linie das Kontrastverhältnis von Bedeutung. Diese Beobachtung deckt sich mit dem Vorschlag von Khattakt und Mitarbeiter [Kha07] durch Optimierung der Skalenlänge des Plasmas die maximale Intensität zu verringern und so auf die Hälfte der Linienstrahlung zu verzichten, dabei aber den Röntgenfluoreszenz-Anteil auf ein Sechstel des Ursprünglichen zu reduzieren.

Viele physikalisch interessante Messungen erfordern eine hohe Messgenauigkeit, da die erwartete Änderung durch die begrenzt mögliche Anregung nur einige Prozent betragen kann, wenn nicht-zerstörerische Messungen durchgeführt werden sollen. Daher ist die Schwankung, genauer die Standardabweichung σ vom Mittelwert des Signals, der aufsummierten Intensität der Beugungssignale untersucht worden.

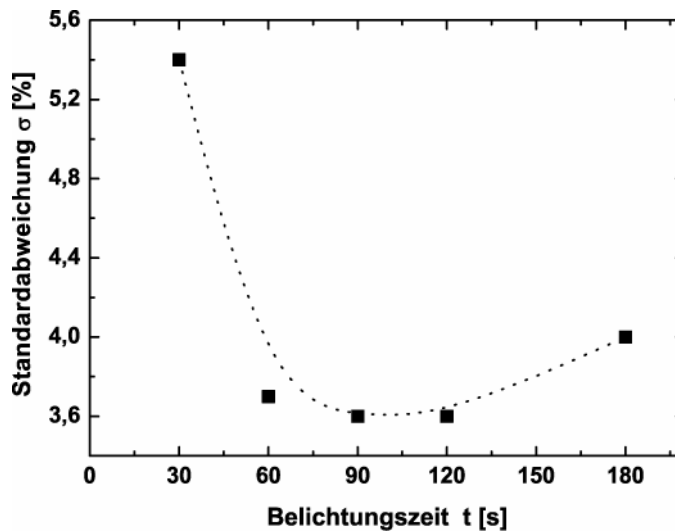


Abbildung 4.17: relative Standardabweichung des integralen Beugungssignals des Ge(111)-Reflexes (150 nm Filmdicke) in Abhängigkeit der Belichtungszeit der CCD-Kamera

Deutlich zu erkennen ist ein Minimum der relativen Standardabweichung σ zwischen 60 und 120 Sekunden Belichtungszeit t . Da hier Photonen „gezählt“ werden, gilt die Poisson-Statistik. In diesem Fall gilt, dass die relative Standardabweichung mit $1/\sqrt{N} \sim 1/\sqrt{t}$ skaliert. Hier passiert das nur zwischen 0 und 90 Sekunden. Die weitere Verbesserung der Messgenauigkeit ist dann nicht mehr durch statistische Fehler begrenzt. Bei Integrationszeiten von über 2 Minuten tragen Schwankungen des gesamten Messsystems in einem so hohem Maße zur Messungenauigkeit bei, dass es zu keiner Verbesserung mehr kommt. Die ideale Belichtungszeit liegt daher zwischen 1 - 2 Minuten. Doch selbst die minimale Standardabweichung von $\sigma=3,6\%$ ist zu hoch, um Effekte wie den Debye-Waller-Effekt [ShyDis] oder optische Phononen [BloDis, Sok03] direkt zu messen.

Bestimmt man mit Hilfe des $1/\sqrt{N}$ - Gesetzes einen absoluten Wert für die Standardabweichung, erhält man mit ca. 1000 gebeugten Photonen pro Sekunde bei 1 min Belichtungszeit eine Abweichung von 0,5%. Das ist weitaus weniger als hier gemessen. Bei den kurzen Belichtungszeiten scheint es einen Beitrag von ca. 3% zum Messfehler zu geben, der nicht statistisch zu erklären ist und bei zunehmender Messdauer anwächst.

Andererseits liegt die hier ermittelte minimale Standardabweichung unter der für das 10 Hz-System dieser AG bestimmten von 4,9% [ShyDis]. Dort gelingt es jedoch durch Normierung auf einen weiteren Beugungsreflex mit Hilfe eines zusätzlichen Kristalls und einer weiteren CCD- Kamera die Standardabweichung auf 0,7% zu reduzieren.

Daher sind am kHz-System verschiedene Möglichkeiten zur Normierung des Signals überprüft worden. Die mit Hilfe der CR-100 Diode aufgezeichneten Röntgenspektren, genauer die daraus ermittelte Ti-K α -Strahlung, eignen sich nicht zur Normierung, obwohl sie selber nur eine Standardabweichung von rund 2% haben, da keine Korrelation mit dem Beugungssignal ermittelt werden konnte. Eine Erklärung dafür kann sein, dass die energiewahlweise Diode direkt die Quelle beobachtet und eine Energieauflösung von ca. 190 eV hat. Die Kamerabilder werden jedoch nach zweifacher Reflektion bzw. Beugung am Röntgenspiegel bzw. der Probe gewonnen. Die Halbwertsbreite der „Rocking curve“ des Röntgenspiegels beträgt nur ca. 0,3 eV. Das bedeutet, dass geringe Änderungen in der Energieverteilung der Röntgenstrahlung nicht von der Diode, sehr wohl aber vom Spiegel und damit den Beugungsbildern detektiert werden. Hinzu kommt, dass die in Kapitel 3.2.2 beobachteten Schwankungen des Drahts von $\pm 3 \mu\text{m}$ aufgrund der Fokussierungsbedingungen des Lasers keinen Einfluss auf die Röntgenproduktion haben, andererseits aber eine Abweichung der Quellposition von $\pm 3 \mu\text{m}$ eine Winkeländerung von $\pm 4 \cdot 10^{-4}^\circ$ am Röntgenspiegel verursacht. Diese Änderung entspricht in etwa der erforderlichen Einstellgenauigkeit des Bragg- Winkels des Röntgenspiegels, d.h. sie kann durchaus zu Änderungen im detektierten Signal führen, die dementsprechend von der Diode nicht nachvollzogen werden kann.

Unter günstigen experimentellen Voraussetzungen ist es möglich, sowohl das Beugungssignal eines Films als auch die Topografie eines zusätzlichen Spiegels auf einer Röntgenkamera aufzuzeichnen, wobei das Signal der Probe optimal erfasst werden muss und es dann nicht mehr möglich ist, die Abbildung der Reflektivität des Spiegels ebenfalls optimal abzubilden. Wegen der stark verschiedenen Signalstärken ($S_{\text{Spiegel}}=1000 \cdot S_{\text{Probe}}$) muss das Signal des zweiten Spiegels durch Filtern dementsprechend abgeschwächt werden.

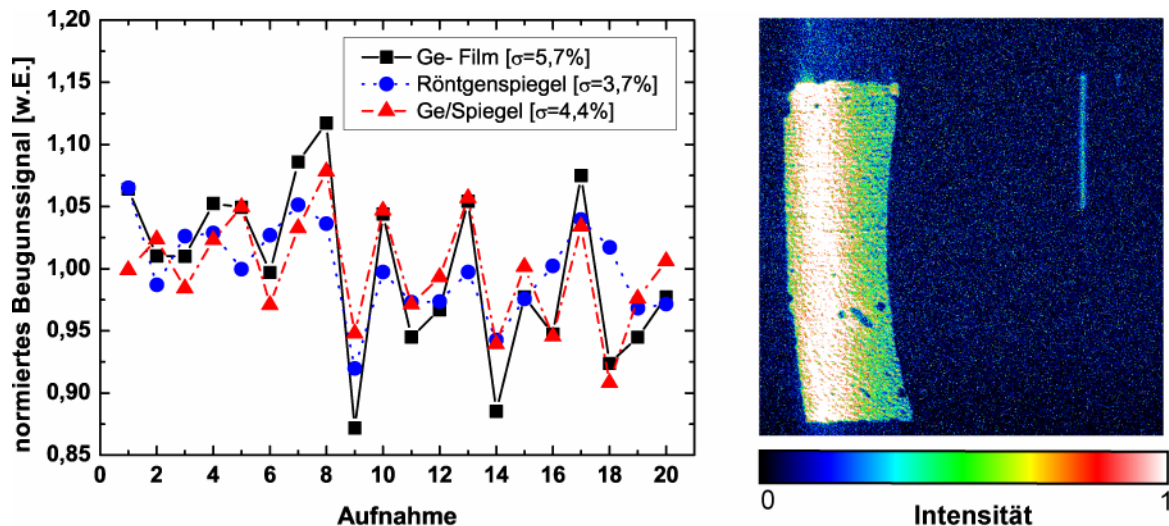


Abbildung 4.18: Stabilität der Beugungssignale des Ge-Films (rechtes Bild: rechts oben) und eines Röntgenspiegels (rechtes Bild: links unten) bei 30 s Belichtungszeit, sowie deren Korrelation

Diese Normierung führt zu einer Verringerung der Schwankung des Beugungssignals der Probe, wie in Abbildung 4.18 zu sehen, ist aber mit einigen Nachteilen verbunden. Die Nutzung eines zusätzlichen Röntgenspiegels ist mit erheblichem zusätzlichem Justageaufwand verbunden, und die Abschirmungsmaßnahmen können aufgrund des weiteren Strahlengangs nicht so gut sein wie vorher. Auch ist die Korrelation nicht optimal, eventuell weil hier auch das Argument mit der Winkeländerung zum Tragen kommt. Der erste Röntgenspiegel, der die Strahlung auf die Probe fokussiert, ist optimal justiert, was wie in Abb. 4.18 deutlich zu sehen ist, nicht für den zweiten Spiegel gilt. Beim 2. Spiegel arbeitet man daher auf der stark abfallenden Flanke der „Rocking Curve“. Aufgrund der großen Steigung verursacht in diesem Fall eine geringe Winkeländerung eine stärkere Signalschwankung als bei einer Winkeländerung im Maximum der „Rocking Curve“, wie es für einen ideal justierten Spiegel der Fall ist. Dementprechend ist dieses Verfahren grundsätzlich zur Normierung geeignet, solange man Konfigurationen findet, bei denen das zu untersuchende Signal gleichzeitig mit einem Normierungssignal eines anderen Kristalls, das optimal zu justieren ist, aufgezeichnet werden kann. Verwendet man einen zweiten Detektor für die Aufzeichnung des Normierungssignals ist die Justage dementsprechend einfacher und es entfällt die Einschränkung für geeignete Konfigurationen.

Des Weiteren ist eine XUV-100 Photodiode der Firma UDT, die vom Hersteller als für den keV-Spektralbereich geeignet spezifiziert ist, getestet worden. Beobachtet diese Diode direkt die Röntgenquelle, ist wieder keine Korrelation zum Beugungssignal zu erkennen, da sie so sämtliche Anteile des Energiespektrums der Quelle misst. Monochromatisiert und fokussiert

man über einen weiteren Röntgenspiegel auf diese Diode, ist das Diodensignal zu schwach um Änderungen im Prozentbereich detektieren zu können.

Nach der Bereinigung des Impulszuges vom 1ns-Vorimpuls stellte sich erneut die Frage, wie störend die noch auftretende Hintergrundstrahlung ist, ob es sich lohnt, mithilfe der Phasenmodulation auf einen Teil der K_{α} -Strahlung zu verzichten und dafür ein besseres Kontrastverhältnis zu erlangen; und ob die Messgenauigkeit hoch genug ist, um Änderungen der Beugungsintensität im Prozentbereich zu detektieren. Um diese Fragen zu beantworten, ist der (111)-Reflex des Ge-Film erneut untersucht worden. Nachdem Abschirmmaßnahmen wie vorher beschrieben aufgebaut wurden, erhält man Beugungsbilder wie in Abbildung 4.19 links dargestellt.

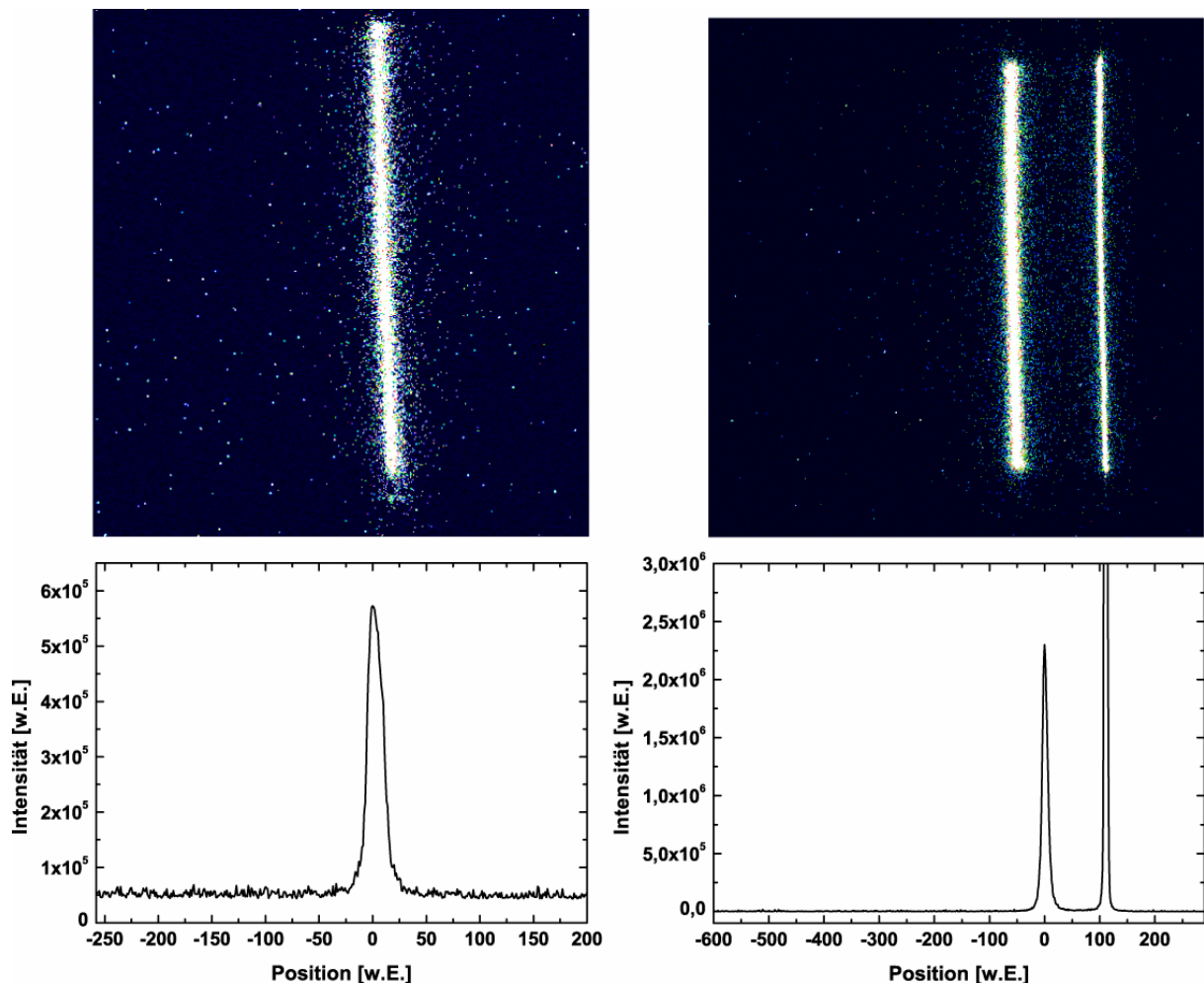


Abbildung 4.19: Oben: Beugungsbilder des 150 nm Ge(111)-Films; links: Proben-Winkel optimal eingestellt auf den Ge(111)-Reflex; rechts: Probenwinkel zwischen Ge(111)- und Si(111)-Beugungswinkel eingestellt; bei beiden Bildern ist der Kontrast so erhöht, dass man die Einzelphotonenereignisse der Hintergrundstrahlung erkennt; unten: spaltenweise aufsummierter Beugungsquerschnitt

Es ist deutlich zu sehen, dass in diesem Fall die Beugungslinie klar zu erkennen ist und der Hintergrund kein Problem mehr darstellt. Außerhalb des Beugungssignals sieht man Einzelphotonenereignisse und man misst bei Belichtungszeiten von einer Minute durchschnittlich 6 Ereignisse pro Bildpunkt, innerhalb der Beugungslinie über 1400 Ereignisse. Damit ist das Signal deutlich von der Hintergrundstrahlung zu unterscheiden. Es besteht kein Bedarf mehr, das Kontrastverhältnis auf Kosten der K_{α} -Strahlung durch Phasenmodulation zu erhöhen. Man detektiert hier ca. 1000 Ti- K_{α} - Photonen pro Sekunde in der Beugungslinie bei einer totalen K_{α} - Produktion von $6 \cdot 10^{10}$ Photonen/s/4 π .

Im nächsten Schritt ist auch für diese Verhältnisse die Stabilität des Röntgensignals untersucht worden. Dabei stellt sich heraus, dass die Standardabweichung σ für Aufnahmen mit 60 Sekunden Belichtungszeit nur noch 2,77% beträgt.

Im Weiteren soll hier gezeigt werden, dass es jedoch generell möglich ist, mithilfe eines geeigneten Normierungssignals die Standardabweichung entscheidend zu senken. Dazu ist der Ge(111)-Reflex so beobachtet worden, dass aufgrund der hohen Winkelakzeptanz des Röntgenspiegels ($\sim 1,5^\circ$) und des geringen Unterschieds der Braggwinkel θ_B für Ge(111) ($\theta_B = 24,9^\circ$) und Si(111) ($\theta_B = 26,0^\circ$) von nur $1,1^\circ$ beide Beugungslinien gleichzeitig aufgezeichnet werden können. Das führt dazu, dass bei entsprechender Probenjustage beide Reflexe sichtbar sind, wie in dem rechten Teil von Abb. 4.19 zu sehen.

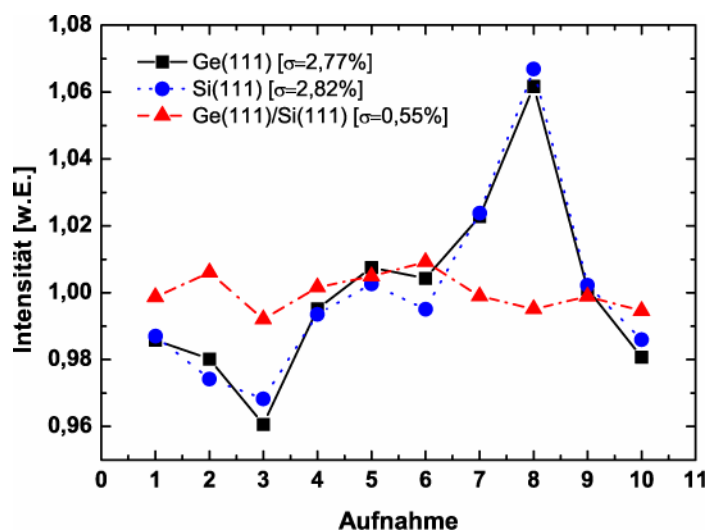


Abbildung 4.20: Abweichung der Röntgensignale vom Mittelwert bei 1 min. Belichtungszeit inklusive der Normierbarkeit des Ge(111)- auf den Si(111)-Reflex bei hohem Röntgenfluss

Wertet man die so erhaltenen Reflexe getrennt aus, erkennt man in Abb. 4.20 deutlich die Korrelation zwischen diesen Signalen. Die Standardabweichung σ des eigentlichen Germanium-Messsignals beträgt 2,77%. Normiert man den Ge-Reflex auf den des Si, erhält man eine Standardabweichung von nur ca. 0,5%. Das stimmt dann hervorragend überein mit der weiter oben gemachten Beobachtung, dass der reine statische Fehler 0,5% beträgt und von einem anderen Fehleranteil überlagert ist, der wahrscheinlich in Positionsschwankungen bei der Röntgenerzeugung begründet ist.

Es konnte gezeigt werden, dass mit der zur Verfügung stehenden kHz-Röntgenquelle Beugungsbilder mit einem hohen Röntgenkontrastverhältnis aufgenommen werden können. Die Standardabweichung σ beträgt 2,8% bei Aufnahme mit 60 sec. Belichtungszeit und ist damit vergleichbar der des 10 Hz-Systems für 2 Minuten. Mit geeigneten Normierungsmethoden kann die Standardabweichung auf den statistisch vorhergesagten Fehler von ungefähr 0,5% gesenkt werden. Somit steht eine Quelle zur Verfügung, mit der Röntgenbeugungsmessungen mit geringer Variation der Beugungsintensität in verhältnismäßig kurzer Messzeit durchgeführt werden können.

5. Zeitaufgelöste Experimente

Um zeitaufgelöste Röntgenexperimente durchzuführen, wird das sogenannte Anrege-Abfrage-Verfahren eingesetzt. Ein geeigneter Laserimpuls dient zur Anregung des zu untersuchenden Prozesses. Mit Hilfe eines gegenüber dem Anregungsimpuls zeitlich verzögerten Röntgenimpulses wird dann der Zustand des Systems gemessen („abgefragt“). Um zeitlich hochauflösende Anrege-Abfrage-Experimente durchführen zu können, benötigt man zwei zueinander synchrone Strahlungsquellen. Verwendet man Beschleuniger-basierte Röntgenstrahlen als Abfrageimpuls gibt es Fluktuationen zwischen den Röntgenimpulsen und den von einem externen Laser produzierten Anregeimpulsen, die die Messgenauigkeit begrenzen. Um diese in den Subpikosekundenbereich zu bringen, ist eine elektro-optische Samplingmethode zum Beispiel von Cavalieri und Mitarbeiter [Cav05] entwickelt worden, die die Impuls-zu-Impuls-Verzögerung aufzeichnet und so die benötigte Genauigkeit erzielt.

Nutzt man jedoch eine Laser-Plasma-Quelle für die Erzeugung ultrakurzer Röntgenimpulse sind beide Anrege- und Abfrageimpuls von Natur aus synchron zueinander, da sie durch Strahlaufteilung vom gleichen Laser abgeleitet werden. Bei dieser Aufteilung ist darauf zu achten, dass der optische Anregeimpuls genügend Energie enthält, um die zu induzierende Änderung bei moderater Fokussierung zu erreichen, da der Laser-Anrege-Fokus deutlich größer als der Brennpunkt des Röntgenspiegels für den Abfrageimpuls sein muss. Anderenfalls würde der Röntgenimpuls eine inhomogen angeregte Oberfläche abfragen und ein entsprechend gemittelttes Beugungssignal detektiert werden. Unter bestimmten Umständen kann es aber auch zu massiven Verfälschungen des Messsignals kommen [Shy07].

Die maximale Zeitauflösung bei Anrege-Abfrage-Experimenten ist bestimmt durch die Impulsdauer des Abfrageimpulses. Es gibt gegenwärtig keine praktikable Methode mit entsprechender Zeitauflösung zur Messung der Dauer von ultrakurzen keV Röntgenimpulsen. Es existieren Schmierbild-Kameras¹ für den keV- Röntgenbereich mit einer Auflösung knapp unter einer Pikosekunde. Bonté und Mitarbeiter [Bon07] entwickelten solch eine Kamera mit hohem dynamischen Bereich, mit der sie die Impulsdauer einer Argon-Cluster-Röntgenquelle auf unter 1,3 ps bestimmten. Indirekte Bestimmung der Röntgenimpulsdauer über ultraschnelle Effekte, deren Zeitentwicklung aus rein optischen Anrege-Abfrage-Experimenten bekannt ist, ergeben ebenfalls Zeitauflösungen von unter 1 ps ([Zha04], [Cav01], [Sok02]). Mit derartigen Messungen wurde die obere Grenze der

¹ engl.: streak-camera

Zeitaufgelöste Experimente

Röntgenimpulsdauer einer 10 Hz Laser-Röntgenquelle zu 300 ± 50 fs bestimmt ([Sok02], [BloDis]). Da die Anregungsverhältnisse an der kHz-Quelle denen an der 10 Hz Laseranlage vergleichbar sind, kann auch von einer ähnlichen Dauer der Röntgenimpulse (< 350 fs) ausgegangen werden. Eine experimentelle Bestätigung dieser Annahme über eine entsprechende zeitaufgelöste Messung steht allerdings noch aus.

5.1 Räumlicher und zeitlicher Überlapp zwischen optischen Anrege- und Röntgen-Abfrage Impulsen

Bei optischer Anregung mit 800nm-Laserstrahlung und Röntgenstrahlung zur Detektion der Änderung ist die Einstellung des räumlichen und zeitlichen Überlapps mit Problemen verbunden, da beide Impulse in einem Frequenzbereich liegen, der für das menschliche Auge unsichtbar ist.

Um den Zeit- und Justage-Aufwand zu minimieren, ist hier eine Prozedur entwickelt worden, die eine rein optische Vorjustage über den gesamten Versuchsaufbau ermöglicht. Röntgenquelle und -spiegel bleiben im Strahlengang, nur die Probe wird mechanisch reproduzierbar aus dem Strahlengang entfernt. An die Stelle der Probe wird ein 500 μm dicker BBO¹-Kristall zur Umwandlung der 800 nm Strahlung in die 2. Harmonische (400 nm, sichtbare blaue Strahlung) gebracht. Der Röntgenspiegel fokussiert den vom Draht gestreuten Anteil des zur Röntgenerzeugung verwendeten Laserimpulses in den BBO- Kristall und überlagert ihn dort mit dem fokussierten Pumpstrahl. Den zeitlichen Überlapp stellt man mithilfe des Kreuzkorrelationssignals ein, indem man die Verzögerungsstrecke des Pumpstrahls variiert.

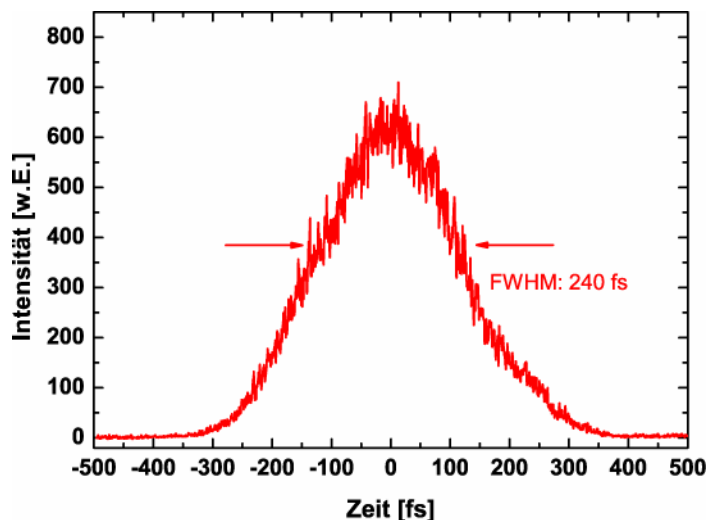


Abbildung 5.1: 2. Harmonischen Kreuzkorrelationsmessungen im Beugungsaufbau zur Bestimmung des zeitlichen Überlapps

¹ BBO: Beta-Bariumborat ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$), optisch doppelbrechender Kristall mit hoher optischer Nichtlinearität

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass diese Kreuzkorrelationsmessungen, wie in Abb. 5.1 dargestellt, lediglich der Bestimmung des zeitlichen Überlapps dienen, welches mit einer Genauigkeit von besser als 240 fs (Halbwertsbreite des Kreuzkorrelationssignals) möglich ist. Sie lassen aber u.a aufgrund der Kristalldicke keine Rückschlüsse auf die Impulsform der Laserimpulse und selbstverständlich auch nicht auf die Dauer des Röntgenimpulses zu.

Die Lage des optischen Fokus des Röntgenspiegels stimmt nicht mit der für die K_{α} -Strahlung überein. Wie Messungen ergeben haben, liegt der Röntgenfokus bei dem hier verwendeten Röntgenspiegel ca. 0,9 mm oberhalb und 1,1 mm links vom optischen Brennpunkt. Bei einem nominellen Abstand Spiegel – Röntgenfokus ist aber der sich ergebende Unterschied der Laufwege von optischer und Röntgenstrahlung vernachlässigbar klein (ca. $1\mu\text{m}$ entsprechend 3,3 fs). Selbst wenn die Probe fälschlicherweise nicht exakt in der Fokal- (bzw. Bild-)ebene positioniert wird, sind die Laufzeitunterschiede aufgrund des geringen Winkelunterschieds zwischen optischer und Röntgenstrahlung gegenüber der erwarteten Dauer der Röntgenimpulse vernachlässigbar (ca. 20 fs wenn die Probe 5 mm ausserhalb der Bildebene angeordnet ist).

Im Gegensatz zu von Korff Schmising und Mitarbeiter [vKS07], die eine kombinierte Methode aus Röntgenbeugungsänderung und optischer Reflektivitätsmessung entwickelt haben, um den zeitlichen Überlapp mit einer Genauigkeit von 100 fs zu bestimmen, aber ohne Fokussierung der Röntgenstrahlen arbeiten, muss hier auch noch der räumliche Überlapp von optischem Anrege- und Röntgen Abfrageimpuls eingestellt werden.

Grundsätzlich ist der Fokus des optischen Anregungsimpulses deutlich größer (volle Halbwertsbreite ca. $800\mu\text{m}$) als der Röntgenfokus (ca. $100\mu\text{m}$), da ein homogen angeregter Probenbereich abgefragt wird. Um den räumlichen Überlapp zu optimieren, wird ein transienter Effekt, der zu einer vergleichsweise großen Änderung des Beugungssignals nach optischer Anregung (z.B. Winkelverschiebung der *rocking*-Kurve) führt, genutzt. Man stellt die Verzögerungszeit mit der größten zu erwartenden Änderung ein und maximiert durch reproduzierbare Variation der Position des Anregeimpulses die Änderung. Die oben angegebene Abweichung zwischen der Lage des Röntgen- und Streulichtfokus ist ebenfalls auf diese Weise bestimmt worden. Nach Justage des räumlichen und zeitlichen Überlapps der beiden Strahlen muss außerdem überprüft werden, ob der Fokus der Röntgenstrahlung genau mit der Probenoberfläche übereinstimmt.

Zeitaufgelöste Experimente

Wie von Shymanovich und Mitarbeiter ([Shy07, ShyDis]) ausführlich beschrieben, kommt es nämlich bei der Beugung von stark konvergenten Röntgenstrahlen an ungleichmäßig verspannten Proben zu einer Änderung der integralen Beugungsintensität, die von der Position des Fokusebene der Röntgenstrahlen zur Probenoberfläche (bei fester Verzögerungszeit) abhängt. Wird die Probe exakt im Fokus positioniert, so wird diese Änderung minimal.

Sind diese Arbeitsschritte erfolgreich durchgeführt worden, können zeitaufgelöste Beugungsexperimente durchgeführt werden.

5.2 Zeitaufgelöste Messung akustischer Wellen in dünnen Germanium-Filmen nach moderater optischer Anregung

Die in dieser Arbeit beschriebenen zeitaufgelösten Experimente dienen der Untersuchung von thermo-akustischen Effekten, insbesondere werden hier die treibenden Druckbeiträge zur Deformation von Halbleitern beobachtet. Für diese Art der zeitaufgelösten Messungen eignen sich besonders dünne Germanium-Filme auf einem Silizium-Substrat. Daher ist ein 150 nm dicker, einkristalliner (111)-orientierter Ge-Film auf einem (111)-orientierten Siliziumsubstrat verwendet worden. Zum einen beträgt die lineare Absorptionlänge in Germanium für 800 nm Strahlung 205 nm [www01], dementsprechend kann die Probe leicht mit der Laserstrahlung über die gesamte Filmdicke angeregt werden. Die schnelle Diffusion der Ladungsträger innerhalb weniger 100 fs [Cav00] führt zu einer homogenen Anregung über den Ge-Film. Bei Silizium hingegen beträgt die lineare Absorptionlänge ca. 9 μm für Strahlung einer Wellenlänge von 800 nm [Pal05] und ist damit weitaus weniger absorbierend als Germanium bei dieser Wellenlänge. Weiterhin verhindert die Potenzialbarriere an der Grenzfläche (Der Unterschied der Bandlücke beträgt ca. 0,43 eV) [Cav00] einen Transport der Ladungsträger in das Si-Substrat. Des Weiteren können neben dem symmetrischen Ge(111)-Reflex auch die asymmetrischen Reflexe Ge(311) und Ge(400) mit Hilfe von Ti-K_α -Strahlung beobachtet werden. Dünner Filme ermöglichen die Umgehung des Problems der unterschiedlichen Eindringtiefen für optische und Röntgenstrahlung, so dass es nicht zu einer Überlagerung der Beugungssignale von angeregten und nicht-angeregten Schichten kommt. Aufgrund der Unterschiede in den Gitterkonstanten liegen die (111)-Reflexe von Germanium und Silizium ca. $1,1^\circ$ auseinander, so dass sie räumlich voneinander getrennt detektiert werden können.

Bei der optischen Anregung eines Halbleiters kommt es zu einem Transfer der Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband. Innerhalb weniger fs stellt sich ein Quasi-Gleichgewicht innerhalb des elektronischen Systems ein, welches z.B. im sogenannten Zwei-Temperatur-Modell [Ani74] durch eine Temperatur der angeregten Ladungsträger viel höher als die Gittertemperatur beschrieben wird. Auf einer charakteristischen Zeitskala von etwa 100 fs erfolgt durch Elektron-Phononen-Streuung die Wechselwirkung der „heissen“ Ladungsträger mit dem Gitter [Sun02]. Da der Energieübertrag pro Stoß verhältnismässig klein ist, müssen die Ladungsträger viele Stöße absolvieren, um die Überschussenergie des elektronischen System ans Gitter zu dissipieren. Dies definiert die sogenannte Energie-Relaxationszeit τ_R , die

für die meisten Halbleiter in der Größenordnung weniger ps liegt ([Hua98], [Gol94]). Während für Zeiten kleiner als τ_R eine getrennte Beschreibung des elektronischen und des phononischen Systems erforderlich ist, kann für Zeiten größer als τ_R eine thermodynamische Betrachtungsweise mittels Zustandsgrößen wie Druck und Temperatur angewandt werden.

In diesem Bild ist die Anregung von Gitterschwingungen bei der Relaxation der *heissen* Elektronen gleichbedeutend mit einer schnellen Aufheizung des Gitters, welche in Beugungsexperimenten zu einer Abnahme der (integralen) Beugungsintensität (Debye-Waller-Effekt) führt. Dieser transiente Debye-Waller-Effekt ist bereits sowohl in zeitaufgelösten Röntgenbeugungsexperimenten [ShyDis] als auch mittels zeitaufgelöster Elektronenbeugung ([Har06], [Raj08]) beobachtet worden. Es sei darauf hingewiesen, dass der Debye-Waller-Effekt die Form der Beugungsprofile („rocking curve“) nicht verändert.

Da der Energieübertrag ans Gitter so schnell erfolgt, ist eine gleichzeitige Materialausdehnung nicht möglich. Die Temperaturerhöhung erfolgt daher isochor (d.h. bei konstantem Volumen und Gitterkonstanten) und ist entsprechend der Zustandsgleichung mit einer Erhöhung des Drucks verbunden, welche hier als „thermischer Druck“¹ bezeichnet werden soll.

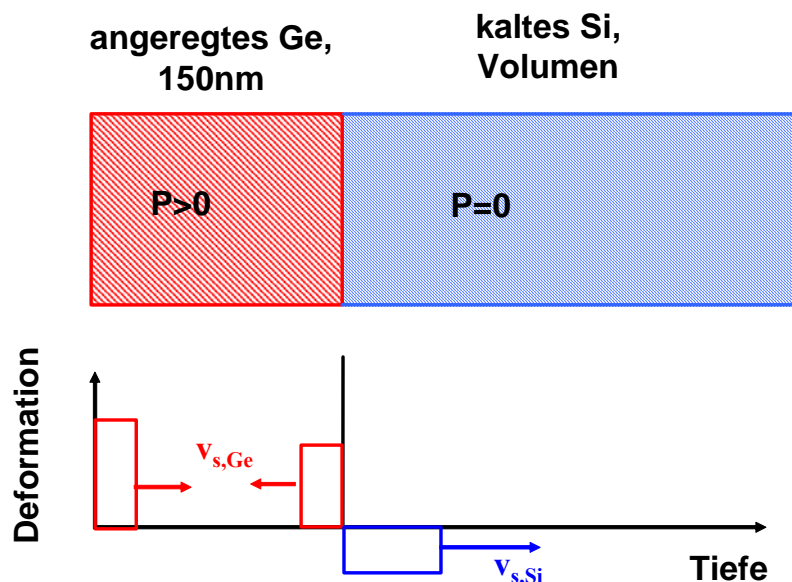


Abbildung 5.2a: Oben: 150 nm Ge-Film auf Si-Substrat nach homogener ultrakurzer optischer Anregung. Unten: Entstehung der akustischen Wellen an den Grenzflächen Ge-Luft und Ge-Si

¹ In dieser Arbeit wird „stress“ mit Druck bzw. Spannung und „strain“ mit Deformation übersetzt.

Um auf diesen thermischen Druck zu reagieren, muss das angeregte Material sich ausdehnen. Eine homogene Anregung/Aufheizung des Films vorausgesetzt (siehe oben), geschieht dies zunächst an den Grenzflächen, da hier der Druck eine (sprunghafte) räumliche Variation aufweist. Von den Grenzflächen laufen zeitlich rechteck-förmige Verdünnungswellen in den Germanium-Film. Ebenso entsteht an der Germanium-Silizium-Grenzfläche eine Kompressionswelle, die ins Silizium läuft. Dieses Verhalten ist in Abb. 5.2a illustriert. Da es sich hierbei um eine Volumenprobe handelt, beeinflusst diese Welle die Wellen im Germanium nicht mehr. Im Germanium werden die Verdünnungswellen an den Grenzflächen nach der Umlaufzeit, die sich aus der Dicke des Films und der Schallgeschwindigkeit in Germanium ergibt, reflektiert. Bei einer Filmdicke von 150 nm und einer Schallgeschwindigkeit von Ge in (111)-Richtung von 4581 m/s [Ek178] beträgt die Zeit für einen einfachen Durchlauf (hier als τ_{Ak} bezeichnet) etwa 27 ps. An der Grenzfläche zum

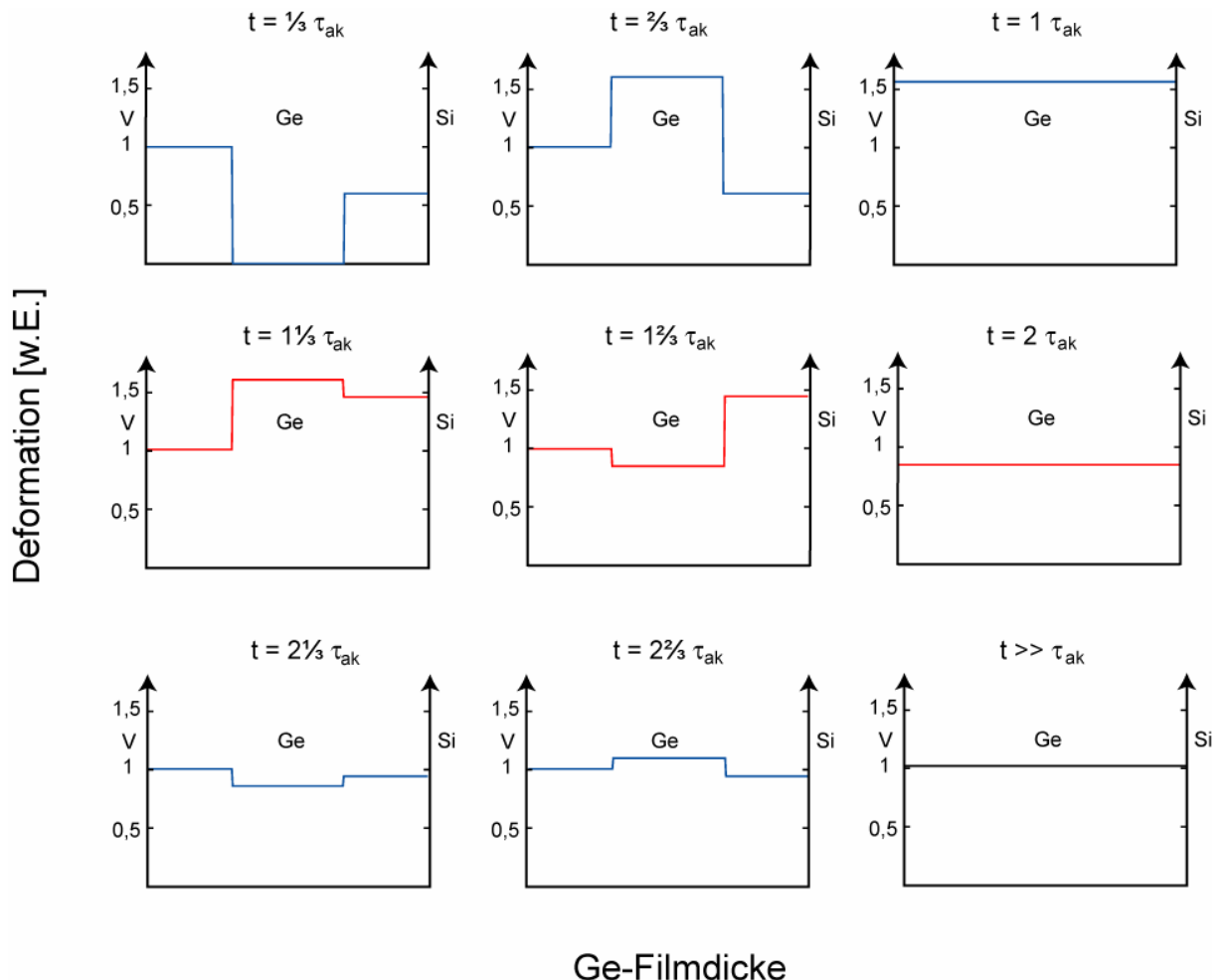


Abbildung 5.2b: Skizze zur Verdeutlichung der zeitlichen Entwicklung der Deformation bei reinem thermischen (zeitunabhängigen) Druck in einem 150nm Ge-Film auf einem Si-Substrat nach homogener ultrakurzer optischer Anregung; blau: Verdünnungswelle; rot: Kompressionswelle

Vakuum wird die Welle völlig reflektiert, an der Silizium-Grenzfläche nur teilweise. Die akustischen Impedanzen¹ von Germanium und Silizium bestimmen die Transmission der akustischen Wellen an der Ge-Si-Grenzfläche (hier $T = 85\%$), aber auch die Amplituden der von der Grenzfläche ausgehenden Verdünnungs- (in Ge) bzw. Kompressionswelle (in Si). Normiert man die Amplitude der Welle, die an der Vakuumgrenzfläche startet auf 1, so ergibt sich für die an der inneren Grenzfläche startende Verdünnungswelle in Ge eine Amplitude von etwa 0,6. Sobald beide Wellen ineinander laufen, überlagern sie sich linear, sodass sich z.B. nach zum Zeitpunkt $\tau_{Ak} = 27$ ps eine homogene Ausdehnung des Gitters (Änderung der Gitterkonstanten) mit der normierten Amplitude 1,6 ergibt. Aufgrund der endlichen akustischen Transmission der Ge-Si-Grenzfläche beträgt die „Lebensdauer“ der akustischen Wellen nur einige wenige Umläufe (ca. $4 \cdot \tau_{Ak}$). Nach dieser Zeit weist der Ge-Film die durch die Aufheizung bewirkte thermische Gitterexpansion auf. Diese ist auf den hier relevanten Zeitskalen stationär, da eine Abkühlung des Films durch Wärmeleitung über die Ge-Si-Grenzfläche auf der Zeitskala von einigen τ_{Ak} vernachlässigbar ist. [Kre06]. Daher kann auch der thermische Druck für diesen Zeitbereich als zeitunabhängig betrachtet werden. Abb. 5.2b illustriert dieses Verhalten.

Neben dem „thermischen“ Druck ist aber nach der optischen Anregung auch ein sogenannter „elektronischer“ Druck wirksam, welcher aus der Änderung des atomaren Wechselwirkungspotentials bei der Anregung von Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband resultiert (siehe Anhang A.2). Der elektronische Beitrag zum Druck ist aber im Gegensatz zum thermischen Druck aufgrund der durch Auger-Rekombination [Yof80] bestimmten kurzen Lebensdauer der angeregten Ladungsträger zeitabhängig (siehe 5.2.1).

Die durch elektronischen wie thermischen Druck hervorgerufenen akustischen Wellen (und die mit ihnen verbundenen Gitterdeformationen) lassen sich in der Röntgenbeugung als Veränderungen der Form und der Lage der Winkelverteilungen (*rocking*-Kurven; RC) der Röntgenbeugungsreflexe detektieren. Eine (homogene) Ausdehnung des Gitters spiegelt sich z.B. in einer Verschiebung der RC zu kleineren Winkeln wider. Wie auch schon in früheren Messungen gezeigt wurde ([Cav00], [ShyDis]) erwartet man für das hier untersuchte Ge-Si-System ein gedämpftes oszillatorisches Verhalten der Position (genauer des Schwerpunktes) der RC. Weiter unten wird diskutiert, dass die Zeitabhängigkeit des elektronischen Drucks dabei zu charakteristischen Veränderungen im Zeitverhalten der Lage der RC führt.

¹ auch Schallkennimpedanz, früher Schallwellenwiderstand, bezeichnet das Verhältnis zwischen Schalldruck und Schallschnelle; $Z_F = p/v = \rho c_s$

Insbesondere ergibt sich, dass das Verhältnis von maximaler Verschiebung (entsprechend maximaler Deformation), welche exakt nach $\tau_{Ak} = 27$ ps erreicht wird, zur „asymptotischen“ Verschiebung, welche nach einigen 100 ps angenommen wird und die rein thermische Expansion des Materials widerspiegelt, Rückschlüsse auf das anfängliche Verhältnis von elektronischem und thermischen Druck zulässt.

Im nächsten Abschnitt soll zunächst anhand bereits publizierter Arbeiten der Stand der Forschung in Bezug auf die Entstehung und das Verhalten akustischer Wellen nach optischer Anregung dargestellt werden. Im folgenden Abschnitt 5.2 werden dann die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten zeitaufgelösten Röntgenbeugungsexperimente an einem dünnen Germaniumfilm vorgestellt, welche sich im Besonderen mit der Frage beschäftigen, welchen relativen Beitrag thermischer und der elektronischer Druck nach ultrakurzer optischer Anregung leisten.

5.2.1 Stand der Forschung

Es gibt eine Vielzahl von Publikationen, die sich mit der Entstehung und den Eigenschaften akustischer Wellen in sehr verschiedenen Materialien befassen, z.B.: Germanium ([Chi00], [DeC03], [Cav00], [Cav01a]), GaAs ([Bau97], [Wri01], [Wri94], [Ros99]), Silizium [Wri95], Aluminium ([Par05], [Tas94]), GaAs/AlGaAs-Übergitter ([Bar04], [Mat05]), Gold [Wri94], InSb ([Mor06], [Rei01], [Lin00], [Chi99]), sowie einer AlGaAs/GaAs-Hetereostruktur [Lee05].

Umfangreiche experimentelle Vorarbeiten zum speziell in dieser Arbeit untersuchtem System (dünne Ge(111)-Filme auf Si(111)), sind mittels zeitaufgelöster Röntgenbeugung von Shymanovich und Mitarbeiter [Shy07], insbesondere [ShyDis], Sokolowski und Mitarbeiter ([Sok01], [Sok01a]), sowie von Blome [BloDis] an der 10 Hz-Laser-Plasma-Röntgen-Quelle dieser AG durchgeführt worden.

Eine theoretische Beschreibung der durch Kurzpulslaseranregung induzierten akustischen Wellen ist von Thomson und Mitarbeiter [Tho86] entwickelt worden. In [Tho86] werden elektronische und thermische Beiträge zum Gesamtdruck σ mit den durch die Anregung induzierten Änderungen der Verteilungsfunktionen von Elektronen, respektive Phononen in Verbindung gesetzt. Die in [Tho86] gemachten Überlegungen sind in Anhang A.2 skizziert. Ein ganz wesentliches Ergebnis dieser Überlegungen ist, dass der elektronische Druck in den meisten Halbleitern den dominierenden Beitrag leisten sollte. So ergibt sich z.B. für Germanium direkt nach der Anregung ein elektronischer Druckbeitrag, der ca. dem sechsfachen des thermischen Drucks entspricht:

$$\sigma_e = 6,3 \sigma_{th} \quad \text{Gl. (5.1)}$$

Vergleicht man diese generelle Feststellung mit den experimentellen Befunden und sortiert die publizierten Ergebnisse nach der Laseranregungsstärke, so fällt auf, dass mit zunehmender Anregung erst nur der elektronische Druck (in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen), dann eine eher gleichgewichtige Kombination aus elektronischem und thermischem Druck, und schließlich (bei vergleichsweise hoher Anregung) nur der thermische Druck als treibende Kraft genannt wird. Obwohl in den meisten experimentellen Arbeiten (auch denen bei mittlerer bis starker Anregung) auf [Tho86] Bezug genommen wird, so

werden die offensichtlichen Widersprüche zwischen Theorie und Experiment in Bezug auf die Relation von elektronischem und thermischen Druck weitestgehend ignoriert.

Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente war es, diesen Widersprüchen bzw. Unstimmigkeiten auf den Grund zu gehen. Als Ansatz diente dabei die Überlegung [ShyDiss], dass der thermische Druck auf den hier relevanten Zeitskalen als zeitunabhängig betrachtet werden kann und in erster Näherung einfach linear proportional zur Stärke der Anregung (der induzierten Temperaturerhöhung) ist. Im Gegensatz dazu ist der elektronische Druck über die Ladungsträgerdynamik nicht nur „einfach“ zeitabhängig, sondern die Form der Zeitabhängigkeit hängt darüber hinaus empfindlich (dominierender Rekombinationsmechanismus ist die Auger-Rekombination, siehe unten) von der absoluten Ladungsträgerdichte und damit von der Anregungsstärke ab.

Die Anzahl der Elektronen im Leitungsband direkt nach der optischen Anregung kann bei den gegebenen experimentellen Bedingungen mit Hilfe der folgenden Gleichung abgeschätzt werden:

$$N_{e,0} = (1 - R)(1 - \exp(-d/a)) \frac{F}{Ed} \quad \text{Gl. (5.2)}$$

Hier steht R für die Reflektivität bei 800 nm ($R=0,17$), d für die Filmdicke ($d = 150 \text{ nm}$), α für die Absorptionslänge ($\alpha = 200 \text{ nm}$), F für die Anregungsenergiedichte („Fluenz“) und E für die Photonenenergie ($E = 1,55 \text{ eV}$). Beispielsweise ergibt sich für $F = 15 \text{ mJ/cm}^2$ eine Anfangsdichte von $N_{e-h,0} \approx 1,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Da räumliche Diffusion der Ladungsträger aus dem Film vernachlässigt werden kann (Potentialbarriere von 0,43eV aufgrund der Differenz der Bandlücken von Ge und Si [Cav00]) bestimmt einzig die Elektron-Loch-Rekombination die Zeitentwicklung der Ladungsträgerdichte. Bei den hier vorliegenden Anregungsverhältnissen und Ladungsträgerdichten dominiert die Auger-Rekombination, welche wie folgt beschrieben werden kann:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma_0 N^3 \quad \text{Gl. (5.3a)}$$

Dabei beschreibt N die Ladungsträgerkonzentration und γ_0 den Auger-Parameter für „kleine“ Ladungsträgerdichten. Bei hohen Dichten werden jedoch Abschirmeffekte wirksam, welche den effektiven Auger-Parameter reduzieren. Nach [Yof80] kann dann Gl. 5.3a wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\gamma_0}{\left(1 + \frac{N}{N_c}\right)^2} N^3 \quad \text{Gl. (5.3b)}$$

Bei dieser Voraussetzung beschreibt N die momentane, N_c eine die Stärke der Abschirmung beschreibende kritische Ladungsträgerdichte des Elektron-Loch-Plasmas und γ_0 den Auger-Parameter für $N \ll N_c$. Für kristallines Germanium findet man $\gamma_0 \sim 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$ [www01] und $N_c = 0,25 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [Yof80].

Die anfänglichen Ladungsträgerdichten bei den hier verwendeten maximalen Anregungsenergiedichten von ca. 15 mJ/cm^2 betragen mehr als 10^{21} cm^{-3} . Daher gilt hier $N \gg N_c$ und die Rate nach Gleichung (5.3b) kann mit folgender Näherung beschrieben werden: $\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma_0 N_c^2 N$. Das erwartete Zeitverhalten ist somit einfach ein exponentieller Abfall mit der Zeitkonstanten $\tau_{N \gg N_c} = \frac{1}{\gamma_0 N_c^2}$. Mit den oben angeführten Werten ergibt sich eine erste Abschätzung für diese Konstante $\tau_{N \gg N_c} = 16 \text{ ps}$.

Im anderen Extremfall ($N \ll N_c$) vereinfacht sich zwar Gl. 5.3b zu Gl. 5.3a ($\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma_0 N^3$) und beschreibt den Fall der nicht-abgeschirmten Auger-Rekombination. Allerdings kann die Lösung nun nicht als einfache exponentielle Abhängigkeit dargestellt werden.

In den später dargestellten experimentellen Untersuchungen werden Anregungsdichten von minimal 2 mJ/cm^2 bis maximal 15 mJ/cm^2 verwendet. Zur einfacheren Parametrisierung der Zeitabhängigkeiten der Ladungsträgerdichte und damit des elektronischen Drucks in Abhängigkeit von der Anregungsstärke sind die exakten Lösungen von Gl. 5.3b für unterschiedliche Anfangsdichten bestimmt und mit einem einfachen exponentiellen Abfall angenähert werden. Diese Lösungen sind in Abbildung 5.3 für drei ausgewählte Energiedichten dargestellt.

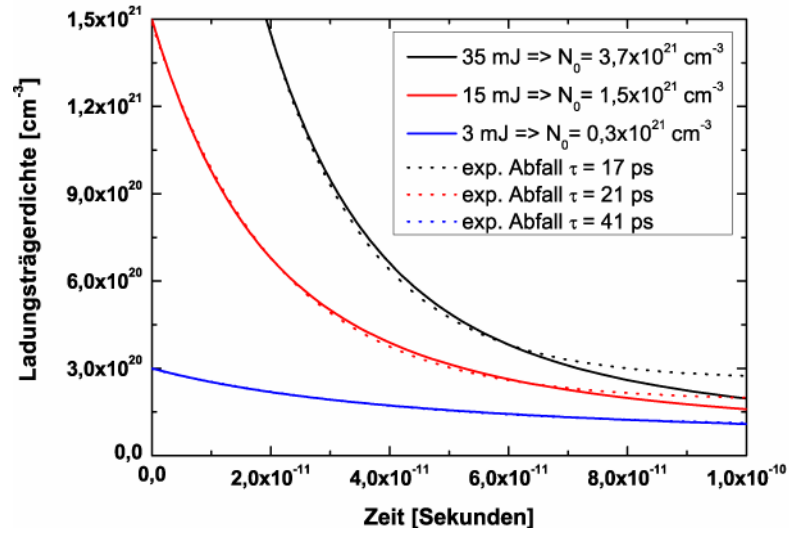


Abbildung 5.3: Abnahme der Ladungsträgerdichte über die Zeit für verschiedene Anregungsstärken inklusive exponentieller Abfalls-näherung zur Bestimmung einer Abklingkonstanten τ ; berechnet nach Lösung der Differentialgleichung 5.3b

Der elektronische Druck ist proportional zur Ladungsträgerdichte und kann daher mit den gleichen Abfallzeiten τ genähert werden:

$$\sigma_e = \sigma_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad \text{Gl. (5.4)}$$

Für die gegebenen experimentellen Voraussetzungen sollte daher der Beitrag des elektronischen Drucks im Zeitbereich bis zu einigen 10 ps existent sein. Er liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Umlaufzeit der akustischen Wellen $\tau_{\text{Ak}} = 27 \text{ ps}$.

Diese akustischen Wellen, die nach optischer Anregung die Probe durchlaufen, und die resultierenden Röntgenbeugungsprofile (RC) sind mit Hilfe eines MatLab-Programms von U. Shymnowich [ShyDiss] modelliert/berechnet worden. Ergebnisse und eine Beschreibung der Simulation finden sich im Anhang A.3. Kurz zusammengefasst erwartet man im einfachsten Fall eines zeitunabhängigen (rein thermischen) Drucks bei zeitaufgelösten Beugungsexperimenten eine maximale Verschiebung der RC für $\Delta t = 27 \text{ ps}$. Deren Verhältnis zur asymptotischen Verschiebung bei langen Zeiten sollte etwa 1,6 betragen. Gemessen wurden jedoch Verschiebungsverhältnisse von über 2 bei Anrege-Energiedichten im Bereich von 15 - 35 mJ/cm^2 . Der bisher vernachlässigte elektronische Druck kann entsprechend der obigen Überlegung nur für einige 10 ps eine Rolle spielen. Simuliert man die Messergebnisse von Shymanovich unter Einbezug sowohl eines zeitabhängigen (elektronischen) als auch eines

zeitunabhängigen (thermischen) Druckbeitrags, so kann da im Experiment beobachtet Verschiebungsverhältnis von etwa 2 bei einem Druckverhältnis von $\sigma_{el}/\sigma_{th}=0,8$ und einer Abklingzeit von 40 ps erklärt werden. Somit ist auch der in [Shy_Diss] gemessene Beitrag des elektronischen Drucks viel geringer, als man nach der theoretischen Voraussage von [Tho86] (Anhang A.2) erwarten würde.

Um diesen Widerspruch aufzulösen, sind im Rahmen dieser Arbeiten die Untersuchungen in den Bereich niedriger Energiedichten (bis herunter zu etwa 2 mJ/cm²) ausgedehnt worden. Ansatz war die Überlegung, dass der im Modell von Thomson und Mitarbeiter [Tho86] abgeleitete Ausdruck für den elektronischen Druck als wesentlichen Materialparameter das Volumendeformationspotential enthält. Damit wird implizit vorausgesetzt, dass sich die angeregten Ladungsträger am Minimum des Leitungs- bzw. am Maximum des Valenzbandes befinden. Bei stärkerer Anregung und entsprechend höheren Ladungsträgerdichten und Temperaturen sind die Ladungsträger jedoch über verschiedene Bereiche der Brillouin-Zone verteilt. Es ist bekannt [Yu99], dass das Deformationspotential keine Konstante über die Brillouin-Zone ist und zum Teil sogar das Vorzeichen wechseln kann. Die hier durchgeführten Messreihen mit schwächerer optischer Anregung (2-15 mJ/cm²) untersuchen somit gegenüber den Messungen von Shymanovich (15-35 mJ/cm²) Bedingungen, bei denen ein größerer Anteil der Ladungsträger am Rande des Leitungs- bzw. Valenzbandes zu erwarten ist. So sind die Voraussetzungen für die Abschätzung nach Thomson besser erfüllt, und der elektronische Druck sollte sich verstärkt bemerkbar machen. Des Weiteren legt Abb. 5.3 nahe, dass im Falle einer schwachen Anregung der elektronische Druck aufgrund der längeren Abklingzeit τ auch längere Zeit existent bleibt. Um es vorweg zu nehmen, diese Erwartungen konnten durch die Experimente (siehe nächster Abschnitt) bestätigt werden.

5.2.2 Zeitaufgelöste Messungen akustischen Wellen bei schwacher Anregung

Die hier durchgeführten Experimente sind mit optischer Anregung zwischen 2,5 bis 15 mJ/cm² bei 800 nm durchgeführt worden. In diesem Bereich sind reversible Messungen auch mit hoher Wiederholrate möglich, da keine akkumulative Schädigung der Probe auftritt. Die untere Grenze der Anregungsstärke ergibt sich aus dem Auflösungsvermögen des Messaufbaus, welches im Wesentlichen von der erwarteten Winkelverschiebung und der maximal möglichen Distanz zwischen Probe und Detektor bestimmt ist. Zu beachten ist, dass die Winkelverschiebung für die verschiedenen Reflexe stark unterschiedlich ist. Bildet man das totale Differential der Bragg-Gleichung, erhält man:

$$\frac{\Delta d}{d} = -\frac{\Delta \vartheta}{\tan \vartheta} \quad \text{Gl. (5.5)}$$

Dabei bezeichnen d und Δd den Ebenenabstand bzw. dessen Änderung, und ϑ und $\Delta \vartheta$ den Bragg-Winkel bzw. dessen Änderung. So erwartet man aufgrund der Tangens-Abhängigkeit für die Winkelverschiebung beim (400)-Reflex eine größere Änderung als beim (111)-Reflex.

Um einen direkten Zusammenhang mit dem von Shymanovich untersuchten Anregungsbereich zu erhalten, ist als höchste Anregungsstärke an der kHz-Anlage eine Energiedichte von 15 mJ/cm² verwendet worden. Die induzierten akustischen Wellen sind durch Messungen des (111)-Reflexes von Germanium in symmetrischer Beugungsgeometrie beobachtet worden. Abb. 5.4 stellt die für $F = 15 \text{ mJ/cm}^2$ erzielten Ergebnis dar.

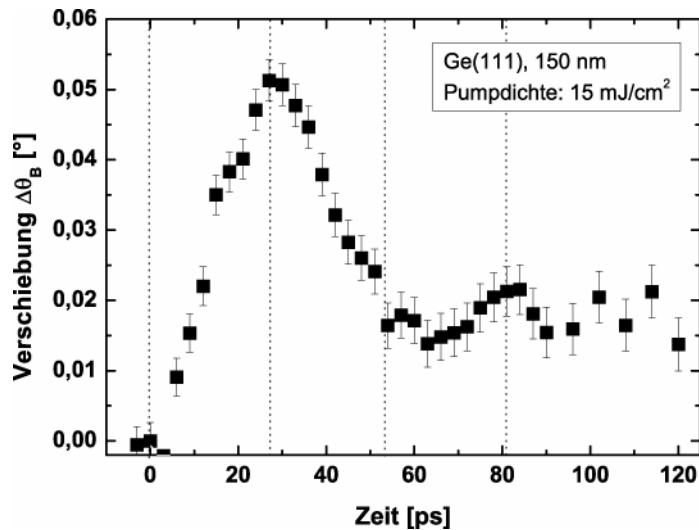


Abbildung 5.4: Gemessene Verschiebung des Schwerpunkts der Beugungskurve des (111)-Reflexes aufgetragen gegen die Verzögerungszeit bei optischer Anregung von 15 mJ/cm²

Diese Messung entspricht weitgehend den oben geschilderten Erwartungen. Die gedämpfte Reflektion der akustischen Welle mit einer Periodendauer von 27 ps ist deutlich zu erkennen. Die asymptotische Auslenkung von $\Delta\theta \approx 0,02^\circ$ entspricht einer Gittertemperatur von ca. 400 K, wie bei der Anregung mit 15 mJ/cm² vorhergesagt. Das Verhältnis maximale- zu-asymptotischer Auslenkung beträgt etwa 2,5 in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Shymanovich [ShyDiss].

Um weitergehende Erkenntnisse über den treibenden Druck zu gewinnen, ist die Anregungsstärke weiter reduziert worden. Da beim Ge(400)-Reflex größere Winkelverschiebungen als beim Ge(111)-Reflex bei gleicher Anregung zu erwarten sind, sind weitere zeitaufgelösten Messungen der Änderung des Beugungswinkels am (400)-Reflex der Ge-Probe durchgeführt worden. Folgende Ergebnisse sind bei einer Anregungsstärke von 11 mJ/cm² erzielt worden.

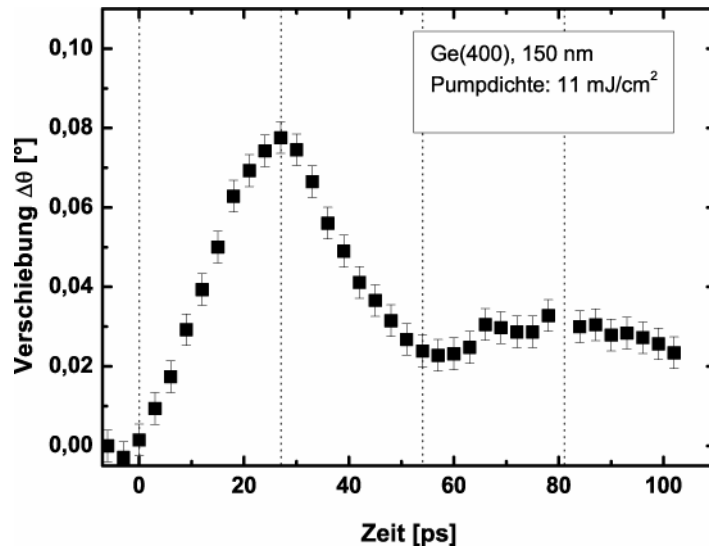


Abbildung 5.5a: Erster Teil: Verschiebung des Schwerpunkts der Ge(400)-Beugungskurve, aufgetragen gegen die Verzögerungszeit, die gepunkteten Linien verdeutlichen die erwartete Umlaufzeit der Erregung

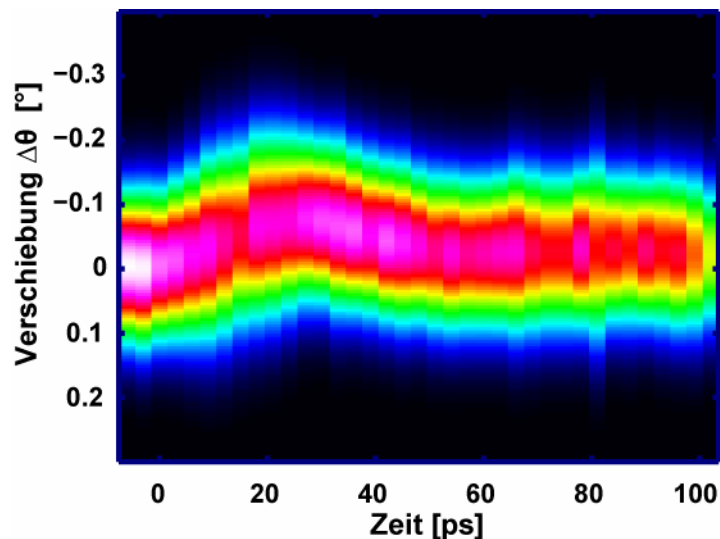


Abbildung 5.5b: Zweiter Teil: Falschfarbdarstellung der Beugungsprofile dieser Messung. Die Abszisse stellt die Verzögerungszeit dar, die Ordinate die Änderung des Braggwinkels. Die Farbdarstellung von hell nach dunkel symbolisiert die Röntgen-Intensität

Ebenso wie in Abb. 5.4 ist hier die charakteristische Umlaufzeit τ_{Ak} der akustischen Wellen klar zu erkennen. Anhand der asymptotischen Auslenkung von $\Delta\theta = 0,0275^\circ$ kann man eine Gittertemperatur von ca. 370 K ableiten, welches einer Anregung von ca. 11 mJ/cm^2 entspricht. Hervorzuheben ist, dass das Verhältnis von maximaler-zu-asymptotischer Auslenkung auf etwa 2,7 gestiegen ist und damit höher liegt als bei 15 mJ/cm^2 . Das ist ein erster Hinweis darauf, dass bei sinkender Anregung der elektronische Beitrag zum Druck bei

Zeiten vergleichbar der Periodendauer relativ zum thermischen Druck zunimmt. Daher ist zusätzlich eine Messung mit einer Anregung von nur 6 mJ/cm^2 durchgeführt worden.

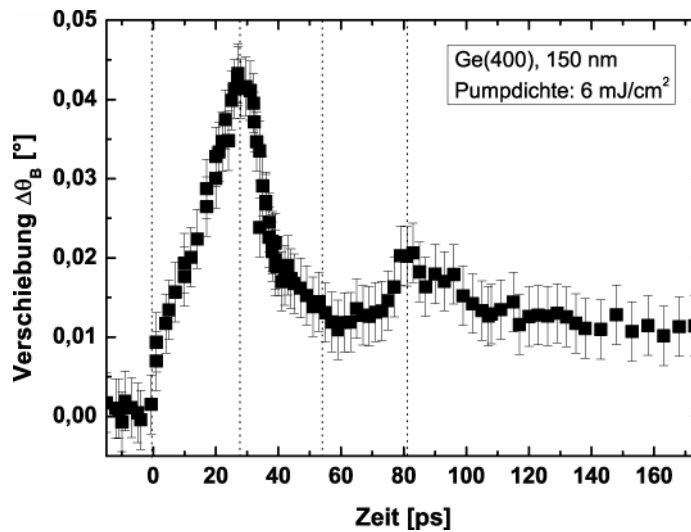


Abbildung 5.6: Darstellung der Verschiebung des Schwerpunkts der Beugungskurve des (400)-Reflexes, aufgetragen gegen die Verzögerungszeit mit optischer Anregung von 6 mJ/cm^2

Ebenso wie in Abb. 5.5 erkennt man das oszillierende Verhalten und das Maximum der Auslenkung bei 27 ps.

Die bei geringeren Energiedichten abnehmende relative Genauigkeit¹ machen es schwierig, die Gittertemperatur und das Verhältnis maximaler-zu-asymptotischer Verschiebungen exakt zu bestimmen. Für die Ermittlung dieser Werte ist daher der Mittelwert der Verschiebungen zwischen 120 und 160 ps verwendet worden. Man erhält so eine Gittertemperatur von 340 K und ein Verschiebungsverhältnis von 3,5.

Diese drei zeitaufgelösten Messungen zeigen, dass mit sinkender Anregungsstärke das Verhältnis zwischen maximaler Auslenkung und asymptotischer Auslenkung steigt, was ein eindeutiger Hinweis darauf ist, dass der Beitrag des elektronischen Drucks bei kurzen Zeiten (vergleichbar denen der Umlaufzeit) und bei geringer Anregung an Bedeutung gewinnt.

¹ Die Fehlerbalken in dieser Messung setzen sich aus zwei Komponenten zusammen. Der erste Teil ergibt sich aus der Schwankung des Messwerts bei maximaler Auslenkung bei 27 ps. Um diesen Fehler zu bestimmen wurden 10 Messungen bei dieser Verzögerungszeit durchgeführt und die Standardabweichung wurde ermittelt. Der zweite Anteil ist verursacht durch die Schwierigkeit bei sehr kleinen Verschiebungen die Änderung des Schwerpunkts der Beugungskurven genau zu bestimmen. Dementsprechend steigt dieser Fehleranteil mit geringer werdender Auslenkung

5.2.3 Messungen zum Beitrag des elektronischen Drucks

Nach Realisierung der letzten Ausbaustufe des Lasersystems (erhöhte Impulsenergie, Eliminierung des 1-ns-Vorimpulses), sowie Veränderungen am experimentellen Aufbau für die Röntgenbeugung (u.a. eine verbesserte Abschirmung und eine Erhöhung des Abstands zwischen Probe und Detektor), ließen sich Veränderungen/Verschiebungen der Beugungskurve mit einer Winkelauflösung von weniger als $0,005^\circ$ beobachten.

Dies war eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung der Frage, ob sich mit abnehmender Anregungsenergiedichte das Verhältnis der Winkelverschiebung des Schwerpunkts der Beugungskurve bei maximaler Ausdehnung ($\Delta t = 27$ ps) und zu späten Zeiten weiter vergrößert. Dazu sind Messungen der *rocking*-Kurven für feste Verzögerungszeiten von $\Delta t = 27$ ps und $\Delta t = 150$ ps als Funktion der Anregungsenergiedichte durchgeführt worden. Die Ergebnisse dieser Messreihen sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

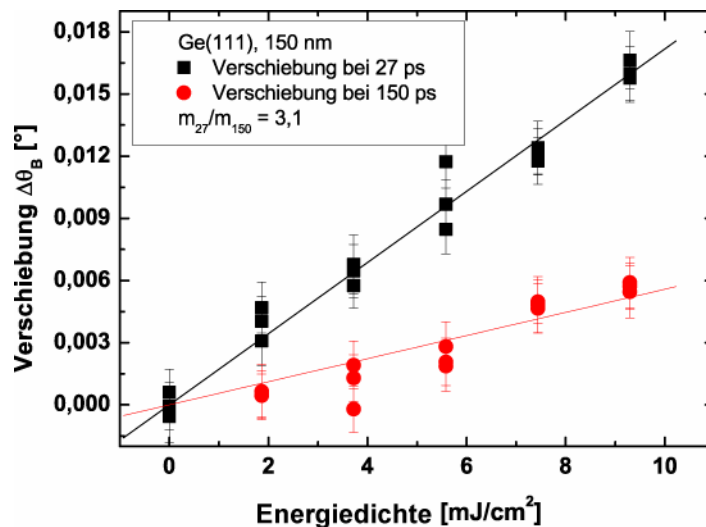


Abbildung 5.7: Winkelverschiebung des Schwerpunkts der Beugungskurve mit variabler Anregungsstärke bei 27 ps (schwarz) und 150 ps (rot) mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden, wobei $m_{27/150}$ die Steigung der jeweiligen Geraden angibt

Mittelt man die Daten durch eine lineare Anpassung über den untersuchten Energiedichtebereich bis 10 mJ/cm^2 , so ergibt sich zunächst aus den Steigungen der jeweiligen Ausgleichsgeraden ein Verhältnis zwischen maximaler Auslenkung bei $\Delta t = 27$ ps und der (asymptotischen) Auslenkung bei $\Delta t = 150$ ps von 3,1.

Trotz der immer noch relativ großen Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Schwerpunktes fällt auf, dass bei geringer Anregung ($2\text{-}6 \text{ mJ/cm}^2$) die Messpunkte bei $\Delta t = 27 \text{ ps}$ eher über und bei $\Delta t = 150 \text{ ps}$ eher unter der jeweiligen Ausgleichsgeraden liegen. Bei höherer Anregung ($6\text{-}10 \text{ mJ/cm}^2$) kehrt sich dieses Verhalten um. Dies zeigt, dass auch in dieser Messung das Verschiebungsverhältnis nicht unabhängig von der Anregungsstärke ist, sondern in der Tendenz mit abnehmender Energiedichte zunimmt.

Daher ist nun für jede untersuchte Anregungsenergiedichte das Verschiebungsverhältnis für $\Delta t = 27 \text{ ps}$ und $\Delta t = 150 \text{ ps}$ separat bestimmt worden. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 5.8 dargestellt (schwarze Punkte), welche zusätzlich auch die entsprechenden Datenpunkte (rot markiert) aus den in 5.2.2. diskutierten explizit zeitabhängigen Messungen enthält.

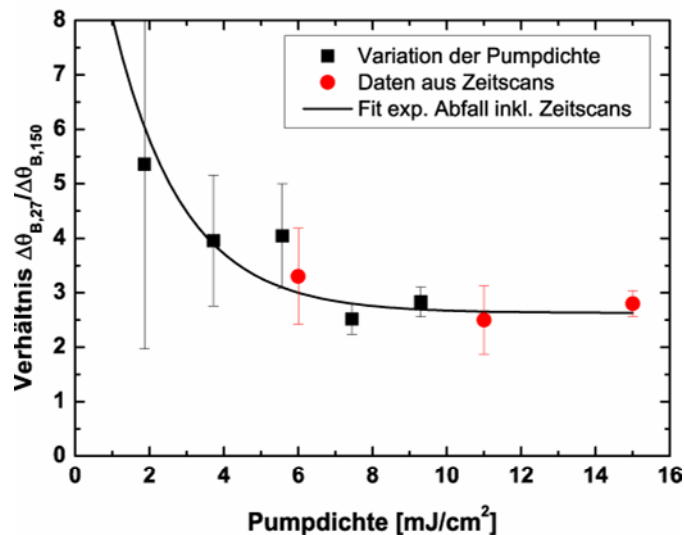


Abbildung 5.8: Verhältnis der Schwerpunktswinkeländerung bei 27 und 150 ps bei verschiedener Anregungsstärke gewonnen aus den Abbildungen 5.4 - 5.6 (rot) und 5.7 (schwarz)

Trotz der bei kleinen Energiedichten großen Messfehler ist zweifelsfrei zu erkennen, dass das Verschiebungsverhältnis für abnehmende Anregung deutlich ansteigt.

Wegen der großen Fehlerbalken ist es aber schwierig, eine genaue Aussage über die Änderung des Verhältnisses bei maximaler zu asymptotischer Auslenkung zu machen. Es gelingt aber, einen exponentiellen Abfall so anzupassen, dass alle Messwerte innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Die Fehler bei schwacher Anregung werden aufgrund der Fehlerfortpflanzung extrem groß:

$$V = \frac{\Delta\theta_{27}}{\Delta\theta_{150}}$$

$$\delta V = \frac{1}{\Delta\theta_{27}} \delta(\Delta\theta_{27}) + \frac{\Delta\theta_{27}}{(\Delta\theta_{150})^2} \delta(\Delta\theta_{150}) \quad \text{Gl.(5.6)}$$

Dabei bezeichnet V das Verhältnis, $\Delta\theta_{27/150}$ die jeweilige Winkelveränderung bei den verschiedenen Zeiten und $\delta(\Delta\theta_{27/150})$ den jeweiligen Messfehler. Der zweite Summand macht den größten Teils des Messfehlers aus.

Damit werden die Abweichungen vom Verhalten, welches man bei einem vollständig zeitunabhängigen, rein thermischen Druck erwartet (Verschiebungsverhältnis von 1,6), mit abnehmender Energiedichte immer größer. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass der relative Beitrag des elektronischen Drucks innerhalb des hier wesentlichen Zeitbereichs für kleine Energiedichten deutlich zunimmt und möglicherweise sogar dominiert.

Um diese Schlussfolgerung auch quantitativ zu bestätigen, ist die im Anhang A.3 beschriebene Simulation auf die Daten für die kleinste Anregungsenergiedichte (6 mJ/cm^2), für die eine vollständige Zeitabhängigkeit gemessen wurde (siehe Abbildung 5.6), angewendet worden. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abb. 5.9 dargestellt.

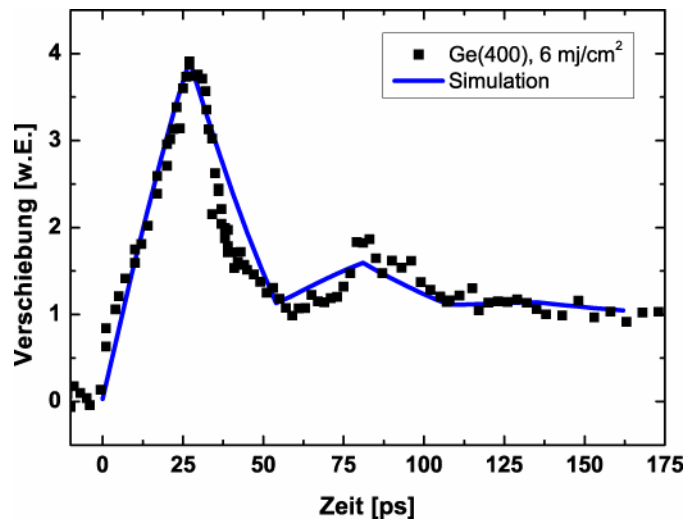


Abbildung 5.9: Verschiebung des Schwerpunkts der Beugungskurve bei Anregung mit 6 mJ/cm^2 normiert auf die asymptotische Auslenkung; schwarz: Messergebnisse (vergl. Abb. 5.6), blau: Simulation mit $\sigma_{el}/\sigma_{th}=1,9$ und $\tau_{el} = 50 \text{ ps}$,

Die beste Annäherung der Simulationsdaten (blaue Kurve) an die Messergebnisse erhält man für ein Druckverhältnis σ_{el}/σ_{th} zwischen 1,8 – 2 und Abklingkonstante τ_{el} im Bereich von 45 -

55 ps. Anhand der Daten erkennt man zweifelsfrei, dass insbesondere das Druckverhältnis σ_{el}/σ_{th} im Vergleich zu den Ergebnissen in [ShyDis] ($15 \text{ mJ/cm}^2 \Rightarrow \sigma_{el}/\sigma_{th}=0,8$; $\tau_{el} = 40\text{ps}$) deutlich gestiegen ist.

Auch eine Vergrößerung der effektiven Lebensdauer des Elektron-Loch-Plasmas bei geringerer Anfangsdichte entspricht den Erwartungen, da Auger-Rekombination die Ladungsträgerdynamik bestimmt (siehe Abschnitt 5.2.1). Dies führt insbesondere dazu, dass für diese (und alle kleineren) Energiedichten nach 150 ps noch nicht der stationäre, asymptotische Wert der Verschiebung der RC (der Expansion des Gitters) erreicht ist, was auch in den Messdaten in Abbildung 5.9 zu erkennen ist. In der Konsequenz wird daher mit den Daten in Abbildung 5.8 das Verhältnis maximale zu asymptotischer Verschiebung unterschätzt.

In Abbildung 5.9 ist weiterhin auffällig, dass die Messpunkte dem quasi dreiecksförmigen Verlauf der Simulation nicht folgen. Wie in [ShyDis] diskutiert, ergibt sich ein wie in den Messungen beobachteter gekrümmter Verlauf, wenn man eine viel kürzere Lebensdauer der angeregten Ladungsträger bei gleichzeitig deutlich erhöhter Amplitude des elektronischen Drucks ansetzt. Tut man dies, so verliert man allerdings die Übereinstimmung zu späteren Zeiten.

Zusammenfassend lässt sich somit festhalten, dass die relative Stärke des elektronischen Drucks eine deutliche Abhängigkeit von der Anregungsstärke zeigt. In den Experimenten konnte einerseits der dominierende Einfluss des elektronischen Drucks bei schwächster Anregung (in Übereinstimmung mit den in Kapitel 5.2.1 formulierten Erwartungen), als auch der Übergang zur Dominanz des thermischen Drucks bei stärkerer Anregung nachgewiesen werden konnte. Damit sind die Untersuchungen von Shymanovich [ShyDis] erfolgreich in den Bereich schwacher Anregung ausgedehnt worden. Die Ergebnisse lösen auch scheinbare Widersprüche in der zum Thema veröffentlichten Literatur und liefern eine Erklärung dafür, dass zum einen rein elektronischer (bei schwacher Anregung) ([Chi00], [Bar04]), zum anderen nur thermischer Druck (bei starker Anregung) ([Chi99], [Ros99]) als wesentliche Ursache für die durch den Laser induzierten Gitterdeformationen diskutiert wird.

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die grundlegenden Probleme bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung mit Hilfe von Lasern mit hoher Wiederholrate (kHz) aber nur moderater Impulsenergie (einige mJ) diskutiert. Die Erkenntnisse daraus sind für die Konstruktion einer hoch-effizienten hochrepetierenden Quelle für Kurzpuls- K_{α} -Strahlung genutzt worden, deren Eigenschaften hier ausführlich beschrieben werden. Die Quelle ist erfolgreich für zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente genutzt worden.

Dementsprechend lassen sich die hier dargestellten Ergebnisse in zwei Abschnitte einteilen. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit der Charakterisierung und Optimierung der neu konstruierten Röntgenquelle sowie dem Vergleich mit anderen, in der Literatur diskutierten Laser-Plasma-Quellen.

Der zweite Teil der Arbeit stellt die erzielten Ergebnisse zeitaufgelöster Röntgenbeugungsexperimente zur Untersuchung transientser akustischer Wellen in laser-angeregtem Germanium dar. Dabei wurde besonderes Augenmerk auf die Rolle der unterschiedlichen Druckbeiträge (elektronisch und thermisch), welche für die transienten Gitterdeformationen verantwortlich sind, gelegt.

Um effizient K_{α} -Strahlung zu produzieren, ist das kHz-Lasersystem entsprechend den Anforderungen für die Röntgenerzeugung erweitert worden. Eine wesentliche Anforderung für optimale Linienstrahlungserzeugung ist ein zeitlich möglichst „reiner“ Laserimpuls (hohes Kontrastverhältnis, keine/geringe Vorimpulse). Gerade bei hochrepetitiven Systemen ist dies allerdings nicht ohne besondere Anstrengungen zu erreichen.

Mit Hilfe der durch den „Dazzler“ (akusto-optischer Phasenmodulator) erzeugten spektralen Phasenmodulation ist es gelungen, selbst bei Plasmen mit ungeeigneter Skalenlänge (verursacht durch Vorimpulse) zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente durchzuführen. Indem durch die positive Phasenmodulation 2. Ordnung nicht alleine der Hauptimpuls, sondern hauptsächlich die Intensität der Vorimpulse so verringert wurde, dass ihr negativer

Einfluss auf die Röntgenerzeugung stark eingeschränkt wurde, gelang es, das Röntgenkontrastverhältnis um einen Faktor von sechs zu verbessern.

Im Rahmen dieser Arbeit sind der störende Einfluß von Vorplasmen großer Skalenlänge so weit als möglich minimiert worden, indem die intrinsischen, d. h. systembedingten, Vorimpulse und die ASE des Lasersystems erfolgreich unterdrückt bzw. beseitigt wurden. Mit Hilfe einer zusätzlichen „optischen Weiche“, bestehend aus einer Pockelszelle und zwei Dünnpolarisatoren, ist es gelungen, Vorimpulse mit einem zeitlichen Abstand von 10 ns (Resonatorumlaufszeit im regenerativen Vorverstärker) und die ASE auf ein Verhältnis von weniger als 10^{-4} zu reduzieren. Ein 1ns-Vorimpuls (Differenz der Resonatorumlaufszeiten von Oszillator und Regenerativverstärker) ist durch die Verkürzung des Resonators des Oszillators zu einem Nachimpuls gemacht worden. Diese Maßnahmen führten zu einer deutlichen Steigerung der K_{α} -Ausbeute um das Vierfache, sowie einer Verbesserung des „Röntgenkontrastverhältnisses“ (durch Unterdrückung harter Strahlungsanteile) um das 25fache.

Mit einer durchschnittlichen Laserleistung von 3 Watt und f/2-Fokussierung zeigten Messungen der K_{α} -Produktion in Abhängigkeit von der Intensität, dass die für die Erzeugung von Ti- K_{α} -Strahlung „optimale“ Intensität erreicht und sogar überschritten wird. Die experimentell gefundene Abnahme der K_{α} -Effizienz beim Überschreiten der „optimalen“ Intensität ist zwar aus Experimenten an Femtosekunden-Laseranlagen niedriger Wiederholrate und hohe Pulsenergie ein wohl bekanntes Phänomen, hier aber erstmals auch für Laser-Plasma-Röntgenquellen hoher Wiederholrate (kHz) beobachtet worden. Es zeigt, dass kHz-Quellen mit ähnlichen Effizienzen wie Quellen niedriger Wiederholrate betrieben werden können.

In absoluten Zahlen bedeuten diese Verbesserungen einen totalen Röntgenfluss von etwa 7×10^{10} Titan- K_{α} -Photonen in den vollen Raumwinkel pro Sekunde. Damit ist es gelungen, eine Laserplasma-Quelle mit einer der weltweit höchsten K_{α} -Photonenausbeuten zu konstruieren. Das schlägt sich nieder in einer der höchsten bisher berichteten Durchschnitts-Brillanzen und einer sehr guten Effizienz.

Mit entsprechender Normierung ist man mit dieser Quelle in der Lage, Messgenauigkeiten bei der Messung der Beugungsintensität von ca. ½ Prozent bei Belichtungszeiten von unter einer Minute zu erzielen, was grundsätzlich zu einer deutlichen Reduzierung der Gesamtmesszeit führen sollte.

Mit dieser neuen Röntgenquelle sind zeitaufgelöste Röntgenbeugungsmessungen an dünnen Germanium-Filmen durchgeführt worden. Eine wesentliche Erleichterung für diese Messung gelang mit der rein optischen Methode zur Justage des zeitlichen Überlapps zwischen optischen Anrege- und Röntgenabfrageimpuls.

In diesen Messungen an 150 nm Germanium Filmen mit (111)-Orientierung bei optischen Anregungsdichten zwischen 2 und 15 mJ/cm² wurden winkelaufgelöste Beugungskurven mit einer Genauigkeit von ca. 0,005° aufgezeichnet. Die beobachteten transienten Änderungen des Beugungssignals ermöglichten die Identifizierung der verschiedenen Druckbeiträge in Halbleitern nach ultrakurzer optischer Anregung. Sowohl die längere Lebensdauer des elektronischen Drucks als auch insbesondere die relative Zunahme der Stärke des elektronischen Drucks gegenüber dem thermischen Druck mit abnehmender Anregungsstärke konnte eindeutig nachgewiesen werden. Eine numerische Modellierung der Messergebnisse erlaubte eine quantitative Analyse der Stärke von elektronischen und thermischen Druck. So ergibt sich bei einer Anregungsdichte von 6 mJ/cm² ein Verhältnis zwischen elektronischem und thermischem Druck von fast zwei (bei einer Abklingkonstanten für den elektronischen Druck von etwa 50 ps). Dies ist zu vergleichen mit den Ergebnissen von Shymanovich [ShyDis], welche ein Verhältnis von weniger als eins bei Energiedichten oberhalb von 15 mJ/cm² bestimmten.

Ein Erklärungsansatz für die relative Zunahme des elektronischen Druckanteils bei schwacher Anregung liefert die Überlegung, dass das Deformationspotential als hier relevanter Parameter keine Konstante ist. Bei schwacher Anregung ist davon auszugehen, dass sich die Mehrzahl der Elektronen und Löcher am Minimum bzw. Maximum von Leitungs- bzw. Valenzband aufhalten. Nur für diese Bedingungen ist daher zu erwarten, dass die Verwendung des Volumendeformationspotentials bei der Abschätzung des elektronischen Drucks (siehe Anhang A.2) eine korrekte Beschreibung liefert.

Diese neuen Ergebnisse ordnen sich gut in die bereits publizierte und hier diskutierte Literatur ein. Man ist nun in der Lage, eine Verbindung zwischen Messungen und deren Deutung mit rein elektronischem Druck, beiden Druckarten und rein thermischem Druck über die Anregungsdichte herzustellen.

6.2 Ausblick

Betrachtet man die Laser-Plasma-Quellen isoliert von anderen Röntgenquellen, haben die Quellen mit hoher Wiederholrate den Vorteil der meist höheren Laserdurchschnittsleistung, die sich bei ausreichender Lichtintensität direkt in der Röntgenleistung widerspiegelt. Insbesondere bei der hier konstruierten Quelle mit einem Quelldurchmesser von weniger als 20 μm und einem Röntgenfokusdurchmesser von ca. 80 μm , bietet die Vergrößerung des optischen Fokus die Möglichkeit, die Impulsenergie bei gleicher Intensität zu erhöhen. Mit der vorhandenen Pumpleistung für den zweiten Viel-Wege-Verstärker sowie einem weiteren Durchgang durch selbigen sollte sich die Impulsenergie verdoppeln lassen, was dementsprechend zu einer Verdoppelung der Röntgenstrahlung führen sollte.

Zusätzlich kann bei erhöhter Impulsenergie die „optimale“ Intensität für die Erzeugung von Cu-K_{α} -Strahlung erreicht werden. Die höhere Photonenenergie der Kupfer-Strahlung ermöglicht die Beobachtung von Reflexen mit geringerem Gitterabstand bzw. höherer Beugungsordnung. Eine zusätzliche Verbesserung der Röntgenquelle kann durch weitere Verbesserungen der zeitlichen Struktur der Laserimpulse, d.h. eine weitere Reduzierung von Vorimpulsen und ASE, erreicht werden.. Dies erfordert jedoch größere Umbaumaßnahmen am Lasersystem. Die „radikalste“ Lösung wäre der Austausch des regenerativen Verstärkers gegen einen Viel-Wege-Verstärker. Eine weitere Möglichkeit besteht im Austausch der Pockelszellen bzw. deren Elektronik. Systeme, die Schaltzeiten von knapp unter einer ns aufweisen, sind kommerziell erhältlich. Verbesserungen an der Steuerelektronik der Laseranlage sind zusätzlich erforderlich, um die Langzeitstabilität zu verbessern.

Die zeitaufgelösten Messungen an Germanium haben bewiesen, dass mit der hier vorgestellten Quelle die direkte Beobachtung der Atombewegung mit zeitaufgelöster Röntgenbeugung möglich ist. Durch die variable, niedrige optische Anregung des Germaniumfilms gelang über die Anregung akustischer Phononen der Nachweis, dass zur Deformation des Germaniums der Beitrag des elektronischen und thermischen Drucks von der Anregungsdichte abhängt. Aufschlussreich wären weitere Messungen mit noch geringerer Anregungsdichte oder Messungen an anderen Systemen, um die in dieser Arbeit gemachten Beobachtungen auch an weiteren Materialien zu verifizieren. Besonders interessant sind in diesem Zusammenhang Materialien, bei dem ein negativer elektronischer Druck erwartet wird, wie zum Beispiel in Silizium [Wri95].

Kurz- und mittelfristig ist der Nutzen der Laser-Plasma-Quellen unumstritten. Die hohen Röntgenflüsse, insbesondere der kHz-Quellen, ermöglichen eine Vielzahl interessanter Experimente. Alternative Beugungsschemata, z. B. Debye-Scherrer-Beugung an polykristallinen Filmen, sind an Laser-Plasmaquellen durch neuartige Röntgenoptiken möglich geworden [Shy08]. Dies ermöglicht die gleichzeitige Beobachtung mehrerer Beugungsreflexe und überwindet die Beschränkung auf monokristalline Proben.

Langfristig bieten natürlich die Röntgen-Freie-Elektronen-Laser aufgrund ihrer unschlagbaren Brillanz ganz andere und neuartige Möglichkeiten im Vergleich zu den Plasmaquellen. Da allerdings die verfügbare Messzeit an diesen Großanlagen sehr beschränkt sein wird, werden die Plasmaquellen ihre Anwendungsfelder behalten (analog zur Tatsache, dass die modernen Synchrotronstrahlungsquellen die konventionelle Röntgenröhre nicht überflüssig gemacht haben).

Appendix

A.1 Routine zum Einstellen des Überlapps zwischen optischem Anrege- und Röntgen-Abfrage Impuls

Zur Optimierung des Zeit- und Justage-Aufwands zur Einstellung des Überlapps ist hier eine Routine entwickelt worden, die eine rein optische Vorjustage über den gesamten Versuchsaufbau ermöglicht. Röntgenquelle- und spiegel verbleiben im Strahlengang, nur die Probe wird mechanisch reproduzierbar aus dem Strahlengang entfernt. An die Stelle der Probe wird ein 500 μm dicker BBO¹-Kristall zur 2. Harmonischen- Umwandlung der 800 nm Strahlung in 400 nm (sichtbare blaue Strahlung) gebracht. Dazu wird der Draht mit moderater Energie (0,1-0,5 mJ) beleuchtet. Der Röntgenspiegel fokussiert das nahezu weiße Streulicht vom Draht nun in den BBO-Kristall. Dort überlagert man den Pumpstrahlfokus mit dem Streulichtfokus mit Hilfe einer einfachen CCD-Kamera. Selektiert man jetzt mit einem RG-Filter nur den roten Anteil des Streulichts, so sieht man hinter dem Kristall die beiden Einzelharmonischen. Dabei muss der Pumpstrahl so abgeschwächt werden, dass beide Signale gleich stark sind. Um Informationen über das zeitliche Verhältnis der beiden Strahlen zu erlangen, ist das Kreuzkorrelationssignal aufgenommen worden, dass mit Hilfe eines Photomultipliers zu detektieren ist. Den zeitlichen Überlapp und damit die Intensität des Korrelationssignals stellt man nun durch Durchfahren der Verzögerungsstrecke des Pumpstrahls ein. Automatisiert ist das im so genannten „Fast-Scanning-Verfahren“, das den Messbereich von $\pm 10\text{ps}$ immer wieder durchfährt, bis eine deutliche Korrelation zu erkennen ist. So schränkt man den Messbereich weiter ein und kann die Phasen Anpassung des Kristalls vornehmen, wenn man den Nullpunkt gefunden hat. Mit dieser Messung ist der Überlapp auf 240 fs genau bestimmt worden.

Diese Genauigkeit muss nun auf den Überlapp zwischen optischen- und Röntgenimpuls übertragen werden, da der optische Fokus des Röntgenspiegels nicht mit dem für die K_{α} -Strahlung übereinstimmt. Der Röntgenfokus liegt bei dem hier verwendeten Röntgenspiegel ca. 0,9 mm oberhalb und 1,1mm links des optischen Brennpunkts, wie Messungen ergeben haben. Daher ändert sich der Laufweg des Pumpstrahls um ca. 1 μm , das entspricht 3,3 fs. Selbst wenn der Fehler in der Positionierung der Probe nach Entfernen des BBO-Kristalls

¹ BBO: Beta-Bariumborat ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$), optisch doppelbrechender Kristall mit hoher optischer Nichtlinearität

5 mm senkrecht zum Strahlengang beträgt, verursacht das, aufgrund des geringen Winkelunterschieds zwischen Anrege- und Abfrageimpuls nur einen Fehler von 20 fs im Zeitnullpunkt. Weil die zeitliche Auflösung durch die Dauer des Röntgenimpulses (vermutlich $<350\text{fs}$, s. o.) begrenzt ist, kann diese Abweichung toleriert werden.

Die reine Messzeit für diese Prozedur beträgt wenige Minuten, innerhalb einer Stunde ist der zweimalige Umbau zu bewältigen. Damit steht eine einfache, präzise Methode zur Verfügung, den zeitlichen Überlapp sehr genau zu bestimmen.

Im Gegensatz zu von Korff Schmising und Mitarbeiter [vKS07], die eine kombinierte Methode aus Röntgenbeugungsänderung und optischer Reflektivitätsmessung entwickelt haben, um den zeitlichen Überlapp auf 100 fs zu bestimmen, aber ohne Fokussierung der Röntgenstrahlen arbeiten, muss hier auch noch die räumliche Überlagerung der verschiedenen Strahlungen eingestellt werden. Um die Probe homogen über den Röntgenfokus anzuregen, wird ein wesentlich größer optischer Fokus verwendet. Der Anregeimpuls wird auf eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von $800\text{ }\mu\text{m}$ fokussiert. Es ist hilfreich, die zu untersuchende Probe am Rand mit einem Kreuz zu versehen, wobei die einzelnen Linien möglichst tief und dünn eingeritzt werden sollen. Verschiebt man die Probe zuerst vertikal bis der Beugungsreflex verschwindet und wiederholt das in horizontaler Richtung, hat man den Beugungsreflex auf den Mittelpunkt des Kreuzes justiert. Platziert man nun den optischen Anregeimpuls mit Hilfe der CCD- Kamera auch auf diesen Punkt, ist der räumliche Überlapp ebenfalls eingestellt.

Um diesen zu optimieren, kann ein bereits bekannter Effekt mit großer Änderung nach optischer Anregung genutzt werden. Stellt man die Verzögerungszeit mit der größten zu erwartenden Änderung ein, kann durch minimale, umkehrbare Variation der Position des Anregeimpulses die Änderung maximiert werden. Da für diese Prozedur Röntgenbeugungsbilder aufgenommen werden müssen, dauert dieses Verfahren noch einmal 1-2 Stunden. Vergleicht man an dieser Stelle den Streulicht- mit dem Pumplichtfokus, findet man die oben angegebene Abweichung zwischen Röntgen- und Streulichtfokus. Nach der Justage des räumlichen und zeitlichen Überlapps der beiden Strahlen muss des Weiteren überprüft werden, dass der Fokus der Röntgenstrahlung genau mit der Probenoberfläche übereinstimmt.

A.2 Abschätzung der Druckbeiträge nach Thomson

Thomson und Mitarbeiter [Tho86] untersuchten die Änderung der Verteilungsfunktionen von Elektronen $n_e(k)$ und Phononen $n_p(k)$ nach optischer Anregung bei Halbleitern und deren Auswirkung auf den so induzierten Druck σ :

$$\sigma = \sum_k \delta n_e(k) \frac{\partial E_k}{\partial \eta} + \sum_k \delta n_p(k) \frac{\hbar \partial \omega_k}{\partial \eta} \quad \text{Gl. (A.1)}$$

Dabei bezeichnet $\delta n_{e,p}(k)$ die Änderung der Verteilungsfunktion der Elektronen bzw. Phononen, E_k die Energie eines Elektronenniveaus, ω_k die Frequenz eines Phonons mit Wellenvektor k , η bezeichnet die Deformation und \hbar das Plank'sche Wirkungsquantum.

Im allgemeinen Fall ist der Druck σ ein Tensor. Setzt man jedoch voraus, dass der Film elastisch isotrop ist, folgt, dass der Drucktensor nur noch von der Richtung senkrecht zur Filmoberfläche abhängt. Damit reduziert sich der Tensor auf eine Komponente, die hier als σ bezeichnet wird.

Der erste Summand in Gl A.1 ist der elektronische Beitrag zum Druck. In relativ kurzer Zeit ($\sim 1\text{ps}$) relaxieren die optisch angeregten Elektronen thermisch zu den Leitungsbandkanten und es gilt:

$$\sigma_e = \delta n_e \frac{\partial E_g}{\partial \eta} = -B \frac{dE_g}{dP} N_e \quad \text{Gl. (A.2)}$$

Hierbei steht E_g für die Größe der Bandlücke, P für die thermodynamische Zustandsgröße Druck, N_e für die Konzentration der Elektronen im Leitungsband und B für das Kompressionsmodul. Selbiges gilt auch für die Löcher im Valenzband.

Für jedes absorbierte Photon werden thermische Phononen mit der Gesamtenergie ($\hbar \omega - E_g$) erzeugt. Folgen diese Phononen einer thermischen Verteilung kann der 2. Summand der Gl. A.1 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\sigma_{th} = -\frac{3B\beta}{C} (E - E_g) N_e \quad \text{Gl. (A.3)}$$

C bezeichnet die thermische Kapazität und β den linearen thermischen Expansionskoeffizienten. Es fällt auf, dass in dieser Gleichung außer N_e nur Konstanten vorkommen. Daraus folgt, dass der thermische Druck nur von der anfänglichen Ladungsträgeranzahl abhängt und daher nicht zeitabhängig ist, solange man Abkühlung durch Wärmeleitung vernachlässigen kann. Krenzer und Mitarbeiter [Kre06] zeigten mit Hilfe zeitaufgelöster Elektronenbeugung, dass das Abkühlen eines Films auf einem Siliziumsubstrat mit Hilfe der folgenden exponentiellen Gleichung beschrieben werden kann:

$$T = T_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{c \cdot \rho \cdot d}{\sigma_K} \quad \text{Gl. (A.4)}$$

Dabei bezeichnet T die Temperatur bzw. T_0 die Anfangstemperatur nach der Anregung, t die Zeit, τ die Abfallkonstante, ρ die Dichte, d die Probendicke und σ_K die thermische Leitfähigkeit der Germanium-Silizium Grenzfläche. Mit den Werten für die hier verwendete Germaniumprobe ($c = 310 \text{ J/(kg K)}$, $\rho = 5323 \text{ kg/m}^3$, $d = 150 \text{ nm}$, $\sigma_K = 10^4 \text{ W/(K cm}^2\text{)}$) erhält man eine Abklingkonstante von $\tau = 2,5 \text{ ns}$. Daher kann in den hier untersuchten viel kürzeren Zeiträumen von bis zu 200 ps das Abkühlen des Ge-Films innerhalb eines 10%igen Fehlers vernachlässigt werden.

Bildet man aus den Gl. A.2 und A.3 das Verhältnis zwischen elektronischen und thermischen Druck erhält man:

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_{th}} = \frac{dE_g}{dP} \frac{C}{3\beta(\hbar\omega - E_g)} \quad \text{Gl. (A.5)}$$

Das so bestimmte Verhältnis hängt nur noch von Materialkonstanten und der Photonenenergie ab. Setzt man $dE_g/dP = 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ eV/kbar}$, $C = 1,98 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$, $\beta = 5,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $E = 1,55 \text{ eV}$ und $E_g = 0,66 \text{ eV}$ [Lan61, ww01] ein, erhält man:

$$\sigma_e = 6,3 \sigma_{th} \quad \text{Gl. (A.6)}$$

Diese Abschätzung sagt einen um ein Vielfaches größeren elektronischen Druck im Vergleich zum thermischen Druck voraus.

A.3 Simulation der akustischen Wellen

Das Simulationsmodell von U. Shymnowich beschreibt die akustische Antwort nach ultrakurzer, optischer Anregung mit Hilfe dynamischer Röntgenbeugungstheorie. Es berechnet das Beugungssignal eines nicht-homogen deformierten Materials. In dieser Simulation wird angenommen, dass der anfängliche Druck Verdünnungswellen von den Grenzflächen des Germaniums in den Festkörper propagieren lässt. Gleichzeitig breitet sich eine Kompressionswelle von der Germanium-Silizium-Grenzfläche in das Silizium aus. Die Deformationswellen, die das Germanium durchlaufen haben, werden an den Grenzflächen reflektiert, an der Grenze Germanium-Vakuum komplett, auf der anderen Seite wird ein Teil ins Silizium transmittiert in Abhängigkeit von den verschiedenen akustischen Impedanzen der Materialien. Diese akustischen Wellen bestehen aus einer Superposition eines breiten Spektrums kohärenter akustischer Phononen. Die Form der akustischen Wellen wird bestimmt durch die zeitliche und räumliche Verteilung des antreibenden Drucks.

Nimmt man als einfachstes Modell an, dass der treibende Druck konstant ist erwartet man ein Verhältnis der maximalen zur asymptotischen Auslenkung von 1,6. Dieses entspricht bei den hier verwendeten Zeiten dem physikalischen Bild von reinem thermischen Druck.

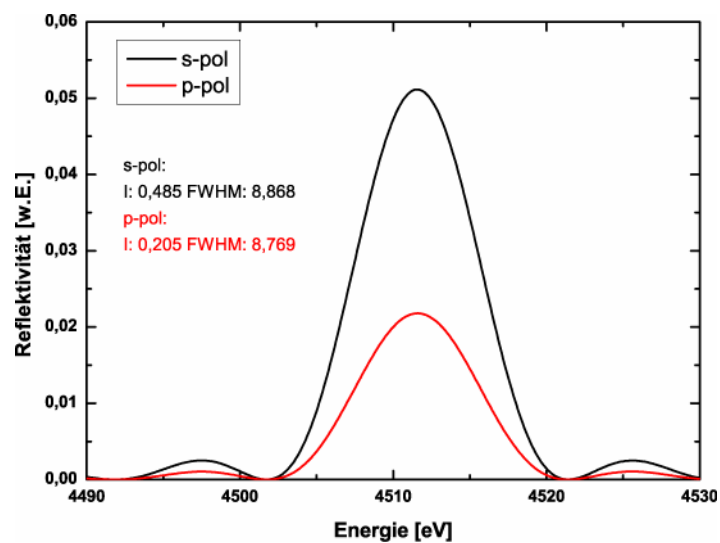
Aufgrund der vorherigen Überlegungen kann davon ausgegangen werden, dass der elektronische Beitrag keine Rolle mehr spielt für die Auslenkung bei langen Verzögerungszeiten, jedoch für die Überhöhung des Maximums bei 27 ps kann er eine entscheidende Rolle spielen. Um diesem Gedanken zu verfolgen, ist das Modell um einen zeitabhängigen treibenden Druck erweitert worden, was der physikalischen Situation entspricht, wenn sowohl elektronischer als auch thermischer Druck von Bedeutung ist.

Beginnt man mit der Abschätzung, dass der elektronische Beitrag zum Druck 6,3-mal das des thermischen Drucks beträgt, $\sigma_{el} = 6,3\sigma_{th}$, erhält man den bestmöglichen Fit für eine Abklingzeit von 2,55 ps. Leider beschreibt dieser Fit die experimentellen Daten von Shymanovich [ShyDis] bei Anregung mit 15 mJ/cm² nicht vollständig. Man erhält einen stark gekrümmten Verlauf, wobei die Messdaten einen nahezu linearen An- und Abstieg zeigen, und ein zu extremes Minimum. Den besten Fit erhält man bei einem viel geringeren Druckverhältnis (0,8) und Zeiten von ca. 40 ps.

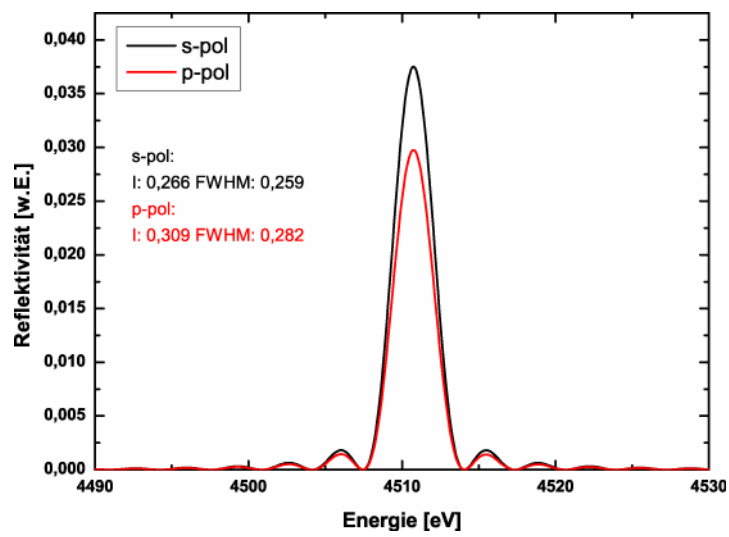
A.3 Röntgenbeugungskurven

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen die Röntgenbeugungskurven der in dieser Arbeit verwendeten Beugungsordnungen des 150 nm dünnen Germanium-(111)-Kristalls, berechnet für die Beleuchtung mit Ti-K $_{\alpha}$ -Strahlung. Aufgetragen ist jeweils das Reflexionsvermögen gegen die Energie, die über die Bragg-Gleichung mit dem Winkel verknüpft ist.

Ge(111), symmetrisch beobachtet, Braggwinkel $\theta_B = 24,884^\circ$



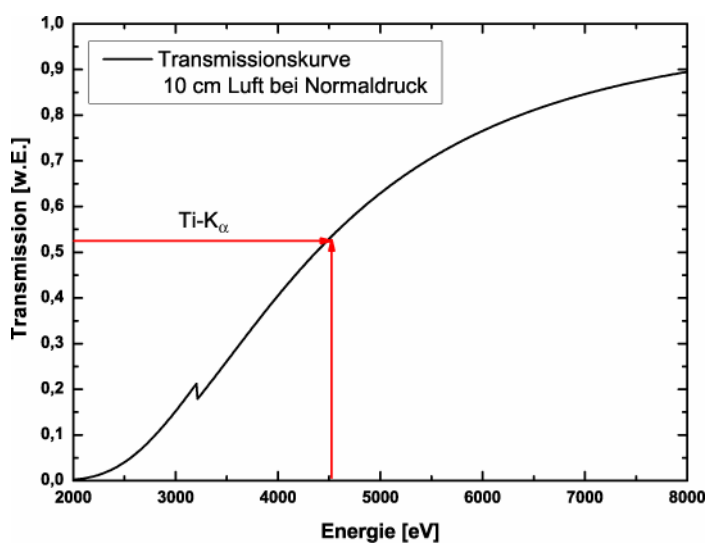
**Ge(400), asymmetrisch beobachtet, Asymmetriewinkel $\theta_A = 54,736^\circ$,
Braggwinkel $\theta_B = 76,357^\circ$**



A.4 Filterkurven

Um Titan- K_{α} -Strahlung mit einer Photonenenergie von 4,51 keV, das entspricht einer Wellenlänge von 2,75 nm, gezielt zu filtern, stehen nur wenige geeignete Materialien zur Verfügung. Im Folgenden werden die hier verwendeten Materialien mit ihren Transmissionskurven vorgestellt. Aufgetragen ist jeweils die Transmission durch diesen Stoff gegen die Photonenenergie.

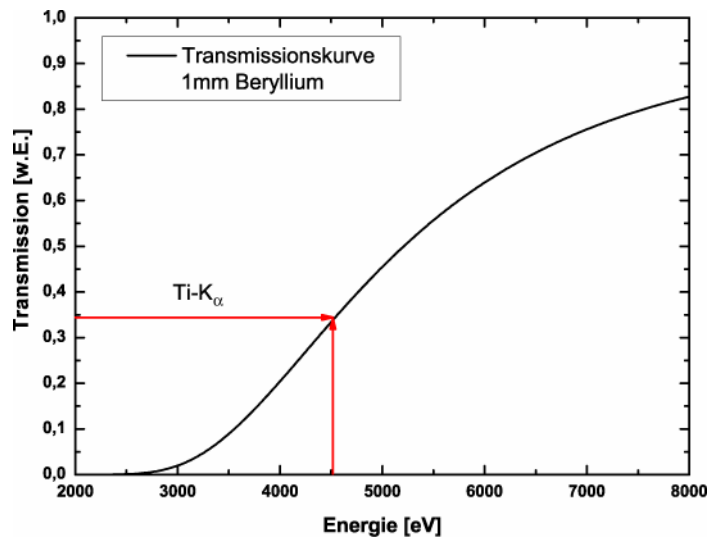
Luft (10 cm Strecke bei 1013 mbar)



Transmission für Titan- K_{α} -Strahlung: 52%

Appendix

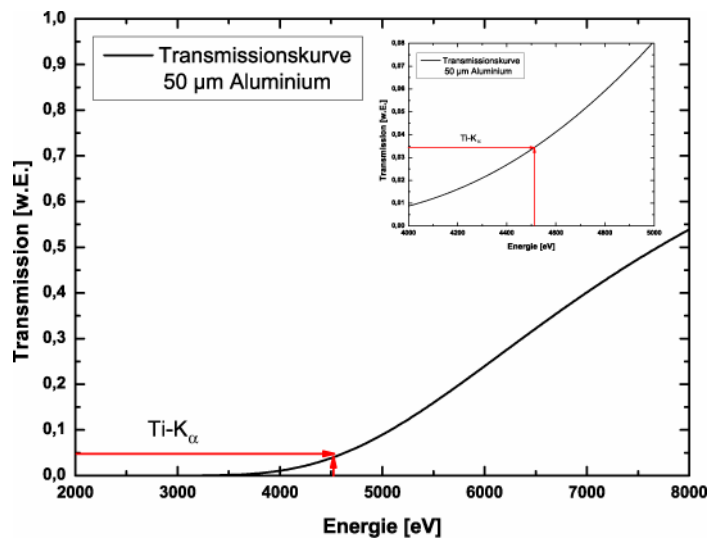
Beryllium (1 mm)



Transmission für Titan-K $_{\alpha}$ -Strahlung: 34%

Bei der Verwendung von Beryllium ist zu beachten, dass der Staub des Berylliums hoch toxisch und krebserregend ist.

Aluminium (50 μ m)

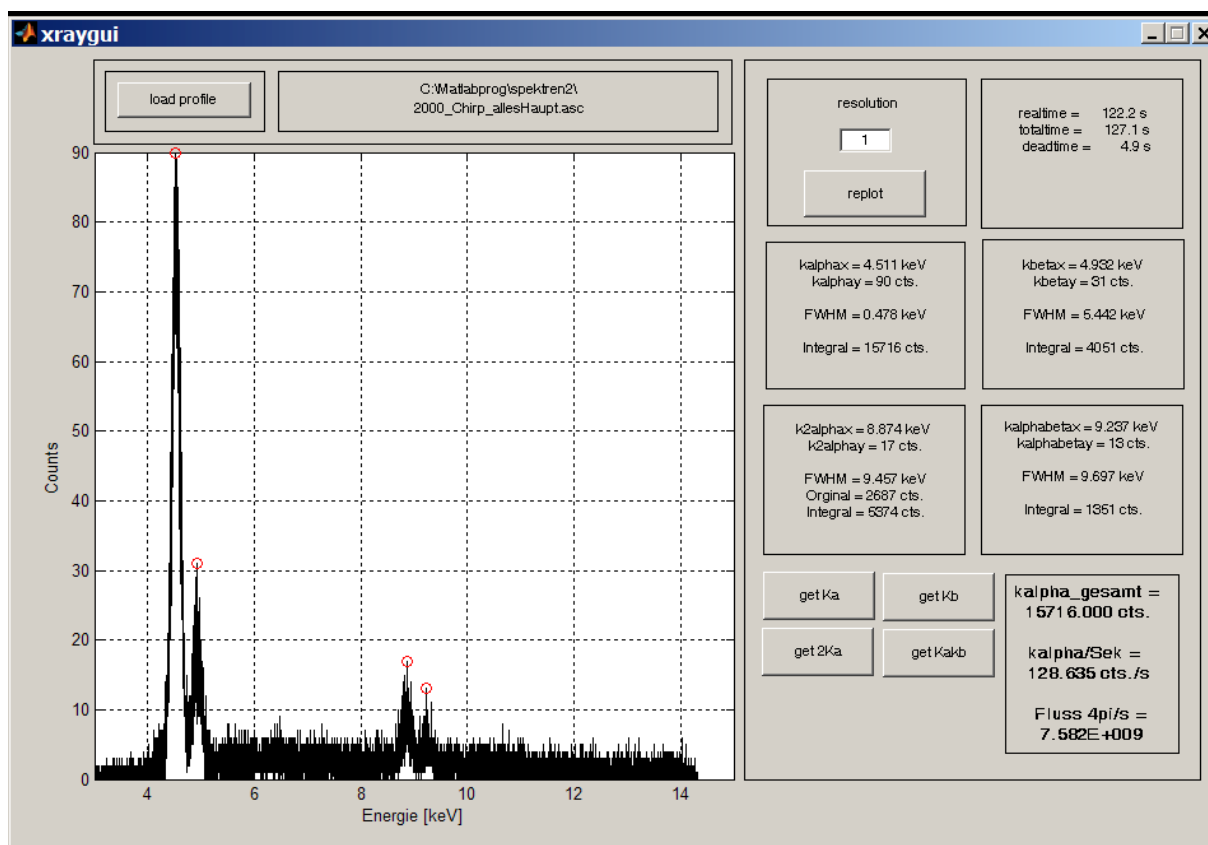


Transmission für Titan-K $_{\alpha}$ -Strahlung: 4%

A.5 Auswertung der Röntgenspektren

Zur zeitnahen Auswertung der mit der energieselektiven Röntgendiode gewonnenen Röntgenspektren ist ein Matlab-Programm geschrieben worden, dass automatisch die Linienstrahlung auswertet. Anhand der Strahlungsmaxima wird die Energieachse des Spektrums normiert. Mithilfe der erkannten Maxima wird der K_{α} -Fluss in den vollen Raumwinkel errechnet, wobei der erfasste Raumwinkel und die Filterkombination im Quellcode gesetzt sind.

A.5.1 Benutzeroberfläche



A.5.2 Matlab- Quellcode

```
function varargout = xraygui(varargin)

gui_Singleton = 1;
gui_State = struct('gui_Name',    mfilename, ...
    'gui_Singleton', gui_Singleton, ...
    'gui_OpeningFcn', @xraygui_OpeningFcn, ...
    'gui_OutputFcn', @xraygui_OutputFcn, ...
    'gui_LayoutFcn', [] , ...
    'gui_Callback', []);
if nargin & isstr(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
end

if nargout
    [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
end
function xraygui_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)

handles.output = hObject;

guidata(hObject, handles);

function varargout = xraygui_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
varargout{1} = handles.output;

function loadprofile_Callback(hObject, eventdata, handles)

%öffne datei
[file, PATHNAME] = uigetfile('*.asc', 'load')
handles.propfaktor=58941694.32;
fid=fopen(file,'r');
set(handles.guipathname,'String',PATHNAME);
set(handles.guifilename,'String',file);
guidata(hObject, handles);
toleranz=200; %Toleranz beim Auffinden der 3 Maxima (channels)
res=str2double(get(handles.resolution,'String'));% jeder nte Datenpunkt dargestellt

timetotal=str2num(fgets(fid))/1000; % lese gesamte Belichtungszeit
timereal=str2num(fgets(fid))/1000; % lese effektive Belichtungszeit
handles.timereal=timereal;
deadtime=timetotal-timereal;
handles.integrala=0;handles.integralb=0;handles.integralk2a=0;handles.integralab=0;
% lese Spektrum
i=0; anzzeilen=0;a=0;

while 1
    i=i+1;
    fileendever=fgetl(fid);
```

Appendix

```

if fileendvar==-1, break, end
fluss(i)=str2num(fileendvar);
anzzeilen=anzzeilen+1;
end

handles.anzzeilen=anzzeilen;
handles.fluss=fluss;
fclose('all');
set(handles.time,'String',sprintf('realtime = %10.1f s \n totaltime = %10.1f s \n deadtime = %10.1f s',
timereal,timetotal,deadtime));

% finde maxima mit toleranz
[kay,kax]=max(fluss);
[kby,kbx]=max(fluss(kax+toleranz:anzzeilen));kbx=kbx+kax+toleranz;
[k2ay,k2ax]=max(fluss(kbx+toleranz:anzzeilen));k2ax=k2ax+kbx+toleranz;
[kaby,kabx]=max(fluss(k2ax+toleranz:anzzeilen));kabx=kabx+k2ax+toleranz;

% Kalibration der xAchse mit  $k_\alpha$  und  $2k_\alpha$   $E=a*cts+b$ 
a=(4.93181-4.51084)/(kbx-kax); b=4.51084-kax*a;
handles.a=a;handles.b=b;
kax=kax*a+b;kbx=kbx*a+b;kabx=kabx*a+b;k2ax=k2ax*a+b;
handles.kax=kax;handles.kbx=kbx;handles.kabx=kabx;handles.k2ax=k2ax;
handles.kay=kay;handles.kby=kby;handles.k2ay=k2ay;handles.kabx=kabx;handles.kaby=kaby;

axes(handles.profile);
reset(gca)
% plotte Daten
x=(a+b:a*res:anzzeilen*a+b);
guidata(hObject, handles);
plot(x,fluss(1:res:anzzeilen),'-k','LineWidth',0.001)
hold on;
scatter(kax,kay,'or');scatter(kbx,kby,'or');scatter(k2ax,k2ay,'or');scatter(kabx,kaby,'or');

hold off;
xlabel('Energie [keV]')
ylabel('Counts')
grid on
xlim([3 15])

function getka_Callback(hObject, eventdata, handles)
[fwhmx,fwhmy]=ginput(2)
fwhmx(1)=int16((fwhmx(1)-handles.b)/handles.a);
fwhmx(2)=int16((fwhmx(2)-handles.b)/handles.a);
integral=0;
for i=fwhmx(1):fwhmx(2)
    integral=integral+handles.fluss(i);
end
fwhm=0
fwhm=((fwhmx(2)-fwhmx(1))*handles.a);
set(handles.kainfo,'String',sprintf('k $\alpha$ x = %2.3f keV \n k $\alpha$ y = %u cts. \n \n FWHM = %2.3f keV \n \n Integral = %u cts. ',handles.kax,handles.kay, fwhm,integral))
handles.integrala=integral;
gesamt=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab);
gesamtproSek=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab)/handles.timereal;
set(handles.gesamt,'String',sprintf('k $\alpha$ _gesamt = %10.3f cts. \n \n k $\alpha$ /Sek = %10.3f cts./s \n \n Fluss 4pi/s = %1.3E',gesamt, gesamtproSek, gesamtproSek*handles.propfaktor));
guidata(hObject, handles);

```

Appendix

```
function getkb_Callback(hObject, eventdata, handles)
[fwlhm, fwhmy]=ginput(2)
fwlhm(1)=int16((fwlhm(1)-handles.b)/handles.a);
fwlhm(2)=int16((fwlhm(2)-handles.b)/handles.a);
integral=0;
for i=fwlhm(1):fwlhm(2)
    integral=integral+handles.fluss(i);
end
fwhm=0
fwhm=(fwlhm(2)-fwhm(1))*handles.a;
set(handles.kbinfo,'String',sprintf('kbetax = %2.3f keV \n kbetay = %u cts. \n \n FWHM = %2.3f keV \n \n
Integral = %u cts. ',handles.kbx,handles.kby, fwhm,integral))
handles.integralb=integral;
guidata(hObject, handles);
```

```
function getk2a_Callback(hObject, eventdata, handles)
[fwlhm, fwhmy]=ginput(2)
fwlhm(1)=int16((fwlhm(1)-handles.b)/handles.a);
fwlhm(2)=int16((fwlhm(2)-handles.b)/handles.a);
integral=0;
for i=fwlhm(1):fwlhm(2)
    integral=integral+2*handles.fluss(i);
end
integral_ordinal=integral/2
fwhm=0
fwhm=(fwlhm(2)-fwhm(1))*handles.a;
set(handles.k2ainfo,'String',sprintf('k2ax = %2.3f keV \n k2ay = %u cts. \n \n FWHM = %2.3f keV \n Original =
%u cts. \n Integral = %u cts. ',handles.k2ax,handles.k2ay, fwhm,integral_ordinal, integral))
handles.integralk2a=integral;
gesamt=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab);
gesamtproSek=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab)/handles.timereale;
set(handles.gesamt,'String',sprintf('kgesamt = %10.3f cts. \n \n kgesamt/Sek = %10.3f cts./s \n \n Fluss 4pi/s =
%1.3E',gesamt, gesamtproSek, gesamtproSek*handles.propfaktor));
guidata(hObject, handles);
```

```
function getkakb_Callback(hObject, eventdata, handles)
[fwlhm, fwhmy]=ginput(2)
fwlhm(1)=int16((fwlhm(1)-handles.b)/handles.a);
fwlhm(2)=int16((fwlhm(2)-handles.b)/handles.a);
integral=0;
for i=fwlhm(1):fwlhm(2)
    integral=integral+handles.fluss(i);
end
fwhm=0
fwhm=(fwlhm(2)-fwhm(1))*handles.a;
set(handles.kabinfo,'String',sprintf('kbetax = %2.3f keV \n kbetay = %u cts. \n \n FWHM = %2.3f keV \n \n
Integral = %u cts. ',handles.kabx,handles.kaby, fwhm,integral))
handles.integralab=integral;
gesamt=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab);
gesamtproSek=(handles.integrala+handles.integralk2a+handles.integralab)/handles.timereale;
set(handles.gesamt,'String',sprintf('kgesamt = %10.3f cts. \n \n kgesamt/Sek = %10.3f cts./s \n \n Fluss 4pi/s =
%1.3E',gesamt, gesamtproSek, gesamtproSek*handles.propfaktor));
guidata(hObject, handles);
```

Appendix

% --- Executes during object creation, after setting all properties.

```
function resolution_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
if ispc
    set(hObject,'BackgroundColor','white');
else
    set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end
```

```
function resolution_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
function replot_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
res=str2double(get(handles.resolution,'String'));
```

```
x=(handles.a+handles.b:handles.a*res:handles.anzzeilen*handles.a+handles.b);
```

```
guidata(hObject, handles);
```

```
plot(x,handles.fluss(1:res:handles.anzzeilen),'-k','LineWidth',0.001)
```

```
hold on;
```

```
scatter(handles.kax,handles.kay,'or');scatter(handles.kbx,handles.kby,'or');scatter(handles.k2ax,handles.k2ay,'or');
```

```
scatter(handles.kabx,handles.kaby,'or');
```

```
hold off;
```

```
xlabel('Energie [keV]')
```

```
ylabel('Counts')
```

```
grid on
```

```
xlim([3 15])
```

% --- Executes during object creation, after setting all properties.

```
function slider1_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
```

```
usewhitebg = 1;
```

```
if usewhitebg
```

```
    set(hObject,'BackgroundColor',[.9 .9 .9]);
```

```
else
```

```
    set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
end
```

% --- Executes on slider movement.

```
function slider1_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

Literaturverzeichnis

- [AmpMan] AmpTec Inc.,
“CR-100CR – X-ray Detector System”,
 Operation Manual, (2001)
- [Ani74] S. Anisimov, B. Kapeliovich, T. Perelman,
“Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses”,
 Soviet Physics – JETP 39, 375, (1974)
- [And02] U. Andiel, K. Eidmann, K. Witte, I. Uschmann, E. Förster,
“Comparative study of time-resolved K-shell spectra from aluminum plasmas generated by ultrashort laser pulses at 395 and 790 nm”,
 Applied Physics Letters 80, 198, (2002)
- [And02a] A. A. Andreev, J. Limpouch, A. B. Iskakov, H. Nakano,
“Enhancement of x-ray line emission from plasmas produced by short high-intensity laser double pulses”,
 Physical Review E 65, 26403, (2002)
- [And04] S. G. Anderson, C. P. J. Barty, S. M. Betts, W. J. Brown, J. K. Crane, R. Cross, D. N. Fittinghoff, D. J. Gibson, F. V. Hartemann, J. Kuba, G. P. LeSage, J. B. Rosenzweig, D. R. Slaughter, P. T. Springer, A. M. Tremaine,
“Short-pulse, high-brightness X-ray production with the PLEIADES Thomson-scattering source”,
 Applied Physics B 78, 891, (2004)
- [Ayv02] V. Ayvazyan, N. Baboi, I. Bohnet, R. Brinkmann, M. Castellano, P. Castro, L. Catani, S. Choroba, A. Cianchi, M. Dohlus, H.T. Edwards, B. Faatz, A.A. Fateev, J. Feldhaus, K. Flöttmann, A. Gamp, T. Garvey, H. Genz, Ch. Gerth, V. Gretchko, B. Grigoryan, U. Hahn, C. Hessler, K. Honkavaara, M. Hüning, R. Ischebeck, M. Jablonka, T. Kamps, M. Körfer, M. Krassilnikov, J. Krzywinski, M. Liepe, A. Liero, T. Limberg, H. Loos, M. Luong, C. Magne, J. Menzel, P. Michelato, M. Minty, U.-C. Müller, D. Nölle, A. Novokhatski, C. Pagani, F. Peters, J. Pflüger, P. Piot, L. Plucinski, K. Rehlich, I. Reyzl, A. Richter, J. Rossbach, E.L. Saldin, W. Sandner, H. Schlarb, G. Schmidt, P. Schmüser, J.R. Schneider, E.A. Schneidmiller, H.-J. Schreiber, S. Schreiber, D. Sertore, S. Setzer, S. Simrock, R. Sobierajski, B. Sonntag, B. Steeg, F. Stephan, K.P. Sytchev, K. Tiedtke, M. Tonutti, R. Treusch, D. Trines, D. Türke, V. Verzilov, R. Wanzenberg, T. Weiland, H. Weise, M. Wendt, T. Wilhein, I. Will, K. Wittenburg, S. Wolff, M.V. Yurkov, K. Zapfe,
“A new powerful source for coherent VUV radiation: Demonstration of exponential growth and saturation at the TTF free-electron laser”,
 The European Physical Journal D 20, 149, (2002)
- [Bac97] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane
“0.2-TW laser system at 1 kHz”,
 Optics Letters, 22, 1256, (1997)
- [Bac98] S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn,

- “High power ultrafast lasers”*,
Review of Scientific Instruments 69, 1207, (1998)
- [Bac01] S. Backus, R. Bartels, S. Thompson, R. Dollinger, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane
“High-efficiency, single-stage 7-kHz high-average-power ultrafast laser System”,
Optics Letter, 26, 465, (2001)
- [Bar04] M. Bargheer, N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, J. C. Woo, D. S. Kim, M. Woerner, T. Elsaesser,
“Coherent atomic motions in a nanostructure studied by femtosecond X-ray diffraction”,
Science 306, 1 771, (2004)
- [Bar05] M. Bargheer, N. Zhavoronkov, R. Bruch, H. Legall, H. Stiel, M. Woerner, T. Elsaesser,
“Comparison of focusing optics for femtosecond X-ray diffraction”,
Applied Physics B, 00, 1, (2005)
- [Bar06] M. Bargheer, N. Zhavoronkov, M. Woerner, T. Elsaesser,
“Recent Progress in Ultrafast X-ray Diffraction”,
ChemPhysChem 7, 783, (2006)
- [Bar07] M. Bargheer,
„Schwingende Nanoschichten im Röntgen-Stroboskop“,
Physik unserer Zeit 2, 61, (2007)
- [Bas97] S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quiox, G. Hamoniaux, A. Antonetti, J. -C. Gauthier,
“Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths”,
Physical Review E 56, 7179, (1997)
- [Bau97] J. J. Baumberg, D. A. Williams, and K. Köhler,
“Ultrafast acoustic phonon ballistics in semiconductor heterostructures”,
Physical Review Letters 78, 3358, (1997)
- [Bea67] J. A. Bearden,
„X-Ray Wavelengths“,
Review of Modern Physics 39, 86, (1967)
- [Ben04] F. Benesch, T. Lee, Y. Jiang, C. G. Rose-Petruck,
“Ultrafast laser-driven x-ray spectrometer for x-ray absorption spectroscopy of transition metal complexes”,
Optics Letters 29, 1028, (2004)
- [BloDis] C. Blome,
“Untersuchung schneller Strukturänderungen mit Hilfe ultrakurzer Röntgenimpulse”,
Dissertation, Universität Essen (2003)

- [Bon06] A. Bonvalet, A. Darmon, J.-C. Lambry, J.-L. Martin, P. Audebert,
“1 kHz tabletop ultrashort hard x-ray source for time-resolved x-ray protein crystallography”,
 Optics Letters 31, 2753, (2006)
- [Bon07] C. Bonté, M. Harmand, F. Dorchies, S. Magnan, V. Pitre, J.-C. Kieffer, P. Audebert, J.-P. Geindre,
“High dynamic range streak camera for subpicosecond time-resolved x-ray spectroscopy”,
 Review of Scientific Instruments 78, 043503, (2007)
- [Bos07] D. Boschetto, G. Mourou, A. Rousse, A. Mordovanakis, B. Hou, J. Nees, D. Kumah, R. Clarke,
“Spatial coherence properties of a compact and ultrafast laser-produced plasma keV x-ray source”,
 Applied Physics Letters 90, 011106, (2007)
- [Boy03] J. R. Boyce, D. R. Douglas, H. Toyokawa, W. J. Brown, F. Hartemann,
“Sub-picosecond, high flux, Thomson X-ray sources at Jefferson Lab's high power FEL”,
 Particle Accelerator Conference 2, 938, (2003)
- [Bra13] W. H. Bragg, W. L. Bragg,
The reflection of X-rays by crystals,
 Proc. Roy Soc. London, **A88**, 249 (1913).
- [Bra07] M. Braun, C. v. Korff Schmising, M. Kiel, N. Zhavoronkov, J. Dreyer, M. Bargheer, T. Elsaesser, C. Root, T. E. Schrader, P. Gilch, W. Zinth, M. Woerner,
“Ultrafast Changes of Molecular Crystal Structure Induced by Dipole Solvation”,
 Physical Review Letters 98, 248301, (2007)
- [Bru87] F. Brunel,
“Not-so-resonant, resonant absorption”,
 Physical Review Letters 59, 52, (1987)
- [Buck99] P. H. Bucksbaum, R. Merlin,
“The phonon Bragg switch: a proposal to generate sub-picosecond X-Ray pulses”,
 Solid State Communication 111, 535, (1999)
- [Cav00] A. Cavalleri, C.W. Siders, F. L. H. Brown, D. M. Leitner, C. Tóth, J. A. Squier, C. P. J. Barty, K. R. Wilson, K. Sokolowski-Tinten, M. Horn-von Hoegen, D. von der Linde, M. Kammler,
“Anharmonic lattice dynamics in germanium measured with ultrafast X-ray diffraction”,
 Physical Review Letters 85, 586, (2000)
- [Cav01] A. Cavalleri, Cs. Tóth, C.W. Siders, J. A. Squier, F. Ráksi, P. Forget, J. C. Kieffer,

- “Femtosecond Structural Dynamics in VO₂ during an Ultrafast Solid-Solid Phase Transition”*,
Physical Review Letters 87, 23, (2001)
- [Cav01a] A. Cavalleri, C. W. Siders, C. Rose-Petruck, R. Jimenez, Cs. Tóth, J. A. Squier, C. P. J. Barty, K. R. Wilson, K. Sokolowski-Tinten, M. Horn-von Hoegen, and D. von der Linde,
“Ultrafast x-ray measurement of laser heating in semiconductors: Parameters determining the melting threshold”,
Physical Review B 63, 193306, (2001)
- [Cav05] A. L. Cavalieri, D. M. Fritz, S. H. Lee, P. H. Bucksbaum, D. A. Reis, J. Rudati, D. M. Mills, P. H. Fuoss, G. B. Stephenson, C. C. Kao, D. P. Siddons, D. P. Lowney, A. G. MacPhee, D. Weinstein, R.W. Falcone, R. Pahl, J. Als-Nielsen, C. Blome, S. Düsterer, R. Ischebeck, H. Schlarb, H. Schulte-Schrepping, Th. Tschentscher, J. Schneider, O. Hignette, F. Sette, K. Sokolowski-Tinten, H. N. Chapman, R.W. Lee, T. N. Hansen, O. Synnergren, J. Larsson, S. Techert, J. Sheppard, J. S. Wark, M. Bergh, C. Caleman, G. Hultdt, D. van der Spoel, N. Timneanu, J. Hajdu, R. A. Akre, E. Bong, P. Emma, P. Krejcik, J. Arthur, S. Brennan, K. J. Gaffney, A. M. Lindenberg, K. Luening, J. B. Hastings,
“Clocking Femtosecond X Rays”,
Physical Review Letters 94, 114801, (2005)
- [Che04] L. M. Chen, P. Forget, S. Fourmaux, J. C. Kieffer, A. Krol, C. C. Chamberlain, B. X. Hou, J. Nees, G. Mourou,
“Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser–solid target interactions”,
Physics of Plasmas 11, 4439, (2004)
- [Chi00] N. V. Chigarev, D. Yu. Paraschuk, X. Y. Pan, and V. E. Gusev,
“Coherent phonon emission in the supersonic expansion of photoexcited electron-hole plasma in Ge”,
Physical Review B 61, 15837, (2000)
- [Chi99] H. Chin, R.W. Schoenlein, T. E. Glover, P. Balling, W. P. Leemans, and C. V. Shank,
“Ultrafast structural dynamics in InSb probed by time-resolved X-ray diffraction”,
Physical Review Letters 83, 336, (1999)
- [DeC03] M. F. DeCamp, D. A. Reis, A. Cavalieri, P. H. Bucksbaum, R. Clarke, R. Merlin, E.M. Dufresne, D. A. Arms, A.M. Lindenberg, A.G. MacPhee, Z. Chang, B. Lings, J. S.Wark, and S. Fahy,
“Transient strain driven by a dense electron-hole plasma”,
Physical Review Letters 91, 165502, (2003)
- [Dej96] R. J. Dejus, M. Sanchez del Rio,
“XOP: A graphical user interface for spectral calculations and x-ray optics utilities”,
Review of Scientific Instruments 67, 3356, (1996)

- [DieDis] C. Dietrich,
“Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an steilen Plasma-Dichtegradienten“,
 Dissertation, Universität Essen (2004)
- [Ede00] D.C. Eder, G. Pretzler, E. Fill, K. Eidmann, A. Saemann,
“Spatial characteristics of $K\alpha$ radiation from weakly relativistic laser plasmas”,
 Applied Physics B 70, 211, (2000)
- [Egb01] A. Egbert, B. N. Chichkov and A. Ostendorf,
“Ultrashort X-ray source driven by femtosecond laser pulses”,
 Europhysics Letters 56, 228, (2001)
- [Egb02] A. Egbert, B. Mader, B. Tkachenko, C. Fallnich, B. N. Chichkov, H. Stiel, P. V. Nickles,
“High-repetition rate femtosecond laser-driven hard-x-ray source”,
 Applied Physics Letters 81, 2328, (2002)
- [Ekl78] H. Eklund
“Acoustooptical Methods of Measuring Sound Velocity in Solids”,
 IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, 25, 62 (1978)
- [Ell95] P. Elleaume, C. Fortgang, C. Penel, E. Tarazona,
“Measuring Beam Sizes and Ultra-Small Electron Emittances Using an X-ray Pinhole Camera”
 Journal of Synchrotron Radiation 2, 209, (1995)
- [Ewa02] F. Ewald, H. Schwoerer, R. Sauerbrey.
“ $K\alpha$ radiation from relativistic laser-produced plasmas”,
 Europhysics Letters 60, 710, (2002)
- [FasMan] Fast ComTec GmbH,
“MCDLAP”,
 User Manual, 2001
- [Feu01] T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann, Ch. Ziener, H. Schwoerer, E. Förster, R. Sauerbrey,
“An incoherent sub-picosecond X-ray source for time-resolved X-ray-diffraction experiments”,
 Applied Physics B 72,15, (2001)
- [Feu01a] T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann, Ch. Ziener, H. Schwoerer, Ch. Reich, P. Gibbon, E. Förster, R. Sauerbrey
“Femtosecond silicon $K\alpha$ pulses from laser-produced plasmas”,
 Physical Review E 65, 016412, (2001)
- [Fil02] E. Fill, J. Bayerl, R. Tommasini,
“A novel tape target for use with repetitively pulsed lasers”,
 Review of Scientific Instruments 73, 2190, (2002)

- [Fil05] E. Fill,
"Ultrashort-pulse laser plasmas: Fraction of hot electrons escaping from the target and electron spectra in planar and spherical geometry",
 Physics of Plasmas 12, 052704, (2005)
- [Fri07] A. L. Cavalieri, S. Engemann, S. Fahy, R. W. Falcone, P. H. Fuoss, K. J. Gaffney, M. J. George, J. Hajdu, M. P. Hertlein, P. B. Hillyard, M. Horn-von Hoegen, M. Kammler, J. Kaspar, R. Kienberger, P. Krejcik, S. H. Lee, A. M. Lindenberg, B. McFarland, D. Meyer, T. Montagne, É. D. Murray, A. J. Nelson, M. Nicoul, R. Pahl, J. Rudati, H. Schlarb, D. P. Siddons, K. Sokolowski-Tinten, Th. Tschentscher, D. von der Linde, J. B. Hastings,
"Ultrafast Bond Softening in Bismuth: Mapping a Solid's Interatomic Potential with X-rays",
 Science 315, 633, (2007)
- [Gau97] J. C. Gauthier, J. P. Geindre, P. Audebert, S. Bastiani, C. Quiox, G. Grillon, A. Mysyrowicz, A. Antonetti, R. C. Mancini,
"Theoretical and experimental studies of laser-produced plasmas driven by high-intensity femtosecond laser pulses",
 Physics of Plasmas 4, 1811, (1997)
- [Gib92] P. Gibbon, A. R. Bell
"Collisionless absorption in sharp-edged plasmas",
 Physical Review Letters 68, 1535, (1992)
- [Gib96] P. Gibbon, E. Foerster,
"Short-pulse laser-plasma interactions",
 Plasma Physics and Controlled Fusion 38, 793, (1996)
- [Giz96] L. A. Gizzi, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Audebert, S. Bastiani, J.-P. Geindre, A. Mysyrowicz,
"Simultaneous measurements of hard x-rays and second-harmonic emission in fs laser-target interactions"
 Physical Review Letters 76, 2278, (1996)
- [Gob06] F. Gobet, F. Hannachi, M. M. Aléonard, J. F. Chemin, G. Claverie, M. Gerbaux, G. Malka, J. N. Scheurer, M. Tarisien, F. Blasco, D. Descamps, F. Dorchies, R. Fedosejevs, C. Fourment, S. Petit, V. Méot, P. Morel, S. Hanvey, L. Robson, B. Liesfeld,
"Absolute energy distribution of hard x rays produced in the interaction of a kilohertz femtosecond laser with tantalum targets",
 Review of Scientific Instruments 77, 093302, (2006)
- [Gol94] J. Goldman, J. Prybyla,
"Ultrafast dynamics of laser-excited electron distributions in Silicon",
 Physical Review Letters 72, 1364, (1994)
- [Guo01] T. Guo, Ch. Spielmann, B. C. Walker, C. P. J. Barty,
"Generation of hard x rays by ultrafast terawatt lasers",
 Review of Scientific Instruments 72, 41, (2001)

- [Hag03] M. Hagedorn, J. Kutzner, G. Tsilimis, H. Zacharias,
“High-repetition-rate hard X-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulses”,
 Applied Physics B 77, 49, (2003)
- [Har06] M. Harb, R. Ernstorfer, T. Dartigalongue, C. Hebeisen, R. Jordan, R. Miller,
“Carrier Relaxation and Lattice Heating Dynamics in Silicon Revealed by Femtosecond Electron Diffraction”,
 Journal of Physiscal Chemistry B, 110, 25308, (2006)
- [Has02] M. Hashida, A. F. Semerok, O. Gobert, G. Petite, Y. Izawa, J. F- Wagner,
“Ablation threshold dependence on pulse duration for copper”,
 Applied Surface Science 197, 862, (2002)
- [HeiDip] O. Heinz,
„Erzeugung von ultrakurzen Impulsen im extremen UV-Bereich für zeitaufgelöste Photoelektronenspektroskopie“,
 Diplomarbeit, Universität Essen (2002)
- [Hin04] U. Hinze, A. Egbert, B. Chichkov, K. Eidmann,
“Generation of picosecond hard-x-ray pulses in a femtosecond-laser-driven x-ray diode”,
 Optics Letters 29, 2079, (2004)
- [Hua98] L. Huang, J. Callan, E. Glezer, E. Mazur,
“GaAs under intense ultrafast excitation: Responce of the dielectric function“,
 Physical Review Letters 80, 185, (1998).
- [Hüv06] J. Hüve, T. Haarlammert, T. Steinbrück, J. Kutzner, G. Tsilimis, H. Zacharias,
“High-flux high harmonic soft X-ray generation up to 10 kHz repetition rate“,
 Optics Kommunikatons 266, 261, (2006)
- [JenDis] G. Jenke,
„Erzeugung von XUV- und Röntgenstrahlung mit Femtosekunden-Laserimpulsen“,
 Dissertation, Universität Essen (1999)
- [Jia02] Y. Jiang, T. Lee, W. Li, G. Ketwaroo, C. G. Rose-Petruck,
“High-average-power 2-kHz laser for generation of ultrashort x-ray pulses”,
 Optics Letters 27, 963, (2002)
- [Jia02a] Y. Jiang, T. Lee, C. G. Rose-Petruck,
“Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate”,
 Journal Optical Society of America B 20, 227, (2002)
- [Kap02] D. Kaplan, P. Tournois,
“Theory and Performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping “,

Journal de Physique IV, 12, 1, (2002)

- [Kha04] A. G. Khachatryan, F. A. van Goor, and K.-J. Boller,
"Interaction of free charged particles with a chirped electromagnetic pulse"
 Physival Review E 70, 067601, (2004)
- [Kha07] F. Y. Khattak, E. Garcia Saiz, T. Dzelzainis, D. Riley, Z. Zhai,
"Scale-length optimizing of short pulse Cu K_α laser-plasma sources",
 Applied Physics Letters 90 ,081502, (2007)
- [Koc98] J. A. Koch, O. L. Landen, T. W. Barbee, P. Celliers, L. B. Da Silva, S. G. Glendinning, B. A. Hammel, D. H. Kalantar, C. Brown, J. Seely, G. R. Bennett, W. Hsing,
"High-energy x-ray microscopy techniques for laser-fusion plasma research at the National Ignition Facility",
 Applied Physics Optics 37, 1784, (1998)
- [Kor03] F. Korte, J. Serbin, J. Koch, A. Egbert, C. Fallnich, A. Ostendorf, B. N. Chichkov,
"Towards nanostructuring with femtosecond laser pulses",
 Applied Physics A 77, 229 (2003)
- [Kre06] B. Krenzer, A. Janzen, P. Zhou, D. von der Linde, M. Horn-von Hoegen,
„Thermal boundary conductance in heterostructures studied by ultrafast electron diffraction",
 New Journal of Physics 8, 190, (2006)
- [Küh87] D. Kühlke, U. Herpers, D. von der Linde,
"Soft x-ray emission from subpicosecond laser-produced plasmas",
 Applied Physics Letters 50, 1187, (1987)
- [Kut04] J. Kutzner. M. Sillies, T. Witting, G. Tsilimis, H. Zacharias,
"Efficient high-repetition-rate fs-laser based X-ray source",
 Applied Physics B 78, 949, (2004)
- [Kut06] J. Kutzner, H. Witte, M. Silies, T. Haarlammert, J. Hüve, G. Tsilimis, I. Uschmann, E. Förster, H. Zacharias,
"Laser-based, high repetition rate, ultrafast X-ray source",
 Surface and Interface Analysis 38, 1083, (2006)
- [Lan61] H. H. Landolt, Börnstein,
"Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik",
 Springer Verlag, (1961)
- [Lar02] J. Larsson, A. Allen, P. Bucksbaum, R. Falcone, A. Lindenberg, G. Naylor, T. Missalla, D. Reis, K. Scheidt, A. Sjögren, P. Sondhauss, M. Wulff, J. Wark,
„Picosecond X-ray diffraction studies of laser-excited acoustic phonons in InSb",
 Applied Physics A 75, 467, (2002)
- [Lau12] M. von Laue,

„Eine quantitative Prüfung der Theorie für die Interferenz- Erscheinungen bei Röntgenstrahlen“,
Sitz. ber. der Kgl. Bayer. Akad. Wiss., **363**, 73 (1912)

- [Lau13] M. von Laue,
„Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen“,
Annalen der Physik Leipzig, **41**, 989 (1913).
- [Lee05] T. Lee, Y. Jiang, C. G. Rose-Petruck, F. Benesch,
“Ultrafast tabletop laser-pump–x-ray probe measurement of solvated $Fe(CN)^{4-}_6$ ”,
Journal of Chemical Physics 122, 1205, (2005)
- [Lin00] A. M. Lindenberg, I. Kang, S. L. Johnson, T. Missalla, P. A. Heimann, Z. Chang, J. Larsson, P. H. Bucksbaum, H. C. Kapteyn, H. A. Padmore, R. W. Lee, J. S. Wark and R. W. Falcone,
“Time-resolved X-ray diffraction from coherent phonons during a laser-induced phase transition”,
Physical Review Letters 84, 111, (2000)
- [Lin05] A. M. Lindenberg, J. Larsson, K. Sokolowski-Tinten, K. J. Gaffney, C. Blome, O. Synnergren, J. Sheppard, C. Caleman, A. G. MacPhee, D. Weinstein, D. P. Lowney, T. K. Allison, T. Matthews, R. W. Falcone, A. L. Cavalieri, D. M. Fritz, S. H. Lee, P. H. Bucksbaum, D. A. Reis, J. Rudati, P. H. Fuoss, C. C. Kao, D. P. Siddons, R. Pahl, J. Als-Nielsen, S. Duesterer, R. Ischebeck, H. Schlarb, H. Schulte-Schrepping, Th. Tschentscher, J. Schneider, D. von der Linde, O. Hignette, F. Sette, H. N. Chapman, R. W. Lee, T. N. Hansen, S. Techert, J. S. Wark, M. Bergh, G. Huld, D. van der Spoel, N. Timneanu, J. Hajdu, R. A. Akre, E. Bong, P. Krejčík, J. Arthur, I. S. Brennan, K. Luening, J. B. Hastings,
„Atomic-Scale Visualization of Inertial Dynamics”,
Science 308, 392, (2005)
- [Mat05] O. Matsuda, T. Tachizaki, T. Fukui, J. J. Baumberg, and O. B. Wright,
“Acoustic phonon generation and detection in $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ quantum wells with picosecond laser pulses”,
Physical Review B 71, 115330, (2005)
- [MauDis] B. Maullu,
„Untersuchung ultrakurzer Impulse mit der FROG-Methode“,
Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [Mil01] S. V. Milton, E. Gluskin, N. D. Arnold, C. Benson, W. Berg, S. G. Biedron, M. Borland, Y.-C. Chae, R. J. Dejus, P. K. Den Hartog, B. Deriy, M. Erdmann, Y. I. Eidelman, M. W. Hahne, Z. Huang, K.-J. Kim, J. W. Lewellen, Y. Li, A. H. Lumpkin, O. Makarov, E. R. Moog, A. Nassiri, V. Sajaev, R. Soliday, B. J. Tieman, E. M. Trakhtenberg, G. Travish, I. B. Vasserman, N. A. Vinokurov, X. J. Wang, G. Wiemerslage, B. X. Yang,
“Exponential Gain and Saturation of a Self-Amplified Spontaneous Emission Free-Electron Laser”,
Science 292, 2037, (2001)

- [Mis99] T. Missalla, I. Uschmann, E. Förster, G. Jenke, D. von der Linde,
"Monochromatic focusing of subpicosecond x-ray pulses in the keV range",
 Review of Scientific Instruments 70, 1288, (1999)
- [Mom96] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnemann, H. Welling, B. Wellegehausen,
"Short-pulse laser ablation of solid targets",
 Optics Communications 129, 134, (1996)
- [Mor06] A. Morak, T. Kämpfer, I. Uschmann, A. Lübcke, E. Förster, R. Sauerbrey,
"Acoustic phonons in InSb probed by time-resolved x-ray diffraction",
 Physica Status Solidi B 243, 2728, (2006)
- [Nic05] M. Nicoul, U. Shymanovich, S. Kähle, T. Caughey, D. Sampat, K. Sokolowski-Tinten, and D. von der Linde,
"Bent Crystal X-Ray Mirrors for Time-Resolved Experiments with Femtosecond Laser-Produced X-ray Pulses",
 Journal of Physics: Conference Series 21, 207, (2005)
- [NickDis] D. Nickel,
"Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse und deren Verstärkung in den Gigawatt-Leistungsbereich",
 Dissertation, Universität Essen (1995)
- [Nol97] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnemann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen, H. Welling,
"Ablation of metals by ultrashort laser pulses",
 Journal of the Optical Society of America B 14, 2716, (1997)
- [Par05] H. Park, X. Wang, S. Nie, R. Clinite, and J. Cao,
"Mechanism of coherent acoustic phonon generation under nonequilibrium conditions",
 Physical Review B 72, 100301, (2005)
- [Pal05] E. Palik
"Handbook of optical constants of solids",
 Academic Press, Orlando, 2. Auflage, (2005)
- [Pis04] F. Pisani, U. Andiel, K. Eidmann, K. Witte, I. Uschmann, A. Morak, E. Förster, R. Sauerbrey,
"Influence of the density gradient on the duration of Si-K α pulses generated by a double femtosecond-laser pulse",
 Applied Physics Letters, 84, 2772, (2004)
- [Pre03] G. Pretzler, F. Brandl, J. Stein, E. Fill, J. Kuba,
"High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas",
 Applied Physics Letters 82, 3623, (2003)
- [Pri04] Y. Prior, K. Zhang, V. Batenkov, Y. Paskover, I. Sh. Averbukh, F. Korte, C. Fallnich,
"Femtosecond Laser Material Processing- How Short is Short?",

Ultrafast Phenomena XIV, Springer, (2004)

- [Pri04a] Y. Prior, K. Zhang, V. Batenkov, Y. Paskover, J.-H. Klein-Wiele, P. Simon,
“Optimal pulse duration for femtosecond laser ablation”,
 High-Power Laser Ablation V, SPIE, (2004)
- [Pro95] P. P. Pronko, S. K. Dutta, D. Du, R. K. Singh,
“Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses”,
 Journal of Applied Physics 78 , 6233, (1995)
- [Puk02] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn,
“Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime”,
 Applied Physics B 74, 355, (2002)
- [Raj08] I. Rajkovic, M. Ligges, P. Zhou, Th. Payer, F. Meyer zu Heringdorf, M. Horn-
 von Hoegen und D. von der Linde
“Electron-phonon energy transfer in bismuth observed by time-resolved electron diffraction”,
 Ultrafast Phenomena XVI, Springer Series in Chemical Physics, (in print, 2008)
- [Red01] R. H. Redus, A. C. Huber, J. A. Pantazis,
“Improved thermoelectrically cooled X/c-ray detectors and electronics”,
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 458, 214, (2001)
- [Rei00] Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, E. Förster,
“Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma $K\alpha$ Sources”,
 Physical Review Letters 84, 4846, (2000)
- [Rei01] D. A. Reis, M. F. DeCamp, P. H. Bucksbaum, R. Clarke, E. Dufresne, M.
 Hertlein, R. Merlin, R. Falcone, H. Kapteyn, M. M. Murnane, J. Larsson, Th.
 Missalla, and J. S. Wark,
“Probing impulsive strain propagation with X-Ray pulses”,
 Physical Review Letters 86, 3072, (2001)
- [Rei03] C. Reich, I. Uschmann, F. Ewald, S. Düsterer, A. Lübcke, H. Schwoerer, R.
 Sauerbrey, E. Förster, P. Gibbon,
“Spatial characteristics of $K\alpha$ x-ray emission from relativistic femtosecond laser plasmas”,
 Physical Review E 68, 56408, (2003)
- [Rei07] C. Reich, C. M. Laperle, X. Li, B. Ahr, F. Benesch, C. G. Rose-Petruck,
“Ultrafast x-ray pulses emitted from a liquid mercury laser target”,
 Optics Letters 32, 427, (2007)
- [Ril05] D. Riley, J. J. Angulo-Gareta, F. Y. Khattak, M. J. Lamb, P. S. Foster, E. J.
 Divall, C. J. Hooker, A. J. Langley, R. J. Clarke, D. Neely,
“ $K\alpha$ yields from Ti foils irradiated with ultrashort laser pulses”,
 Physical Review E 71, 016406, (2005)

- [Ril93] D. Riley, L. A. Gizzi, A. Mac Kinnon, S. M. Viana, O. Willi,
"Absorption of High Contrast 12 ps UV Laser Pulses by solid targets",
 Physical Review E 84, 4855, (1993)

- [Ris97] C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P.-A. Albouy, J.-. Geindre, P. Audebert, J.-
 C. Gauthier, E. Förster, J.-L. Martin, A. Antonetti,
"Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films",
 Nature 390, 490, (1997)

- [Rön95] W. C. Röntgen
Über eine neue Art von Strahlung.
 Sitzungsbericht an die medizinisch-physikalische Gesellschaft Würzburg, 1895

- [RopMa] Roper Scientific, Inc.,
"PI-MTE System",
 User Manual, (2002)

- [RopMan] Roper Scientific, Inc.,
"ST-133A Controller",
 User Manual, (2003)

- [Ros99] C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, A. Cavalleri, C. W. Siders, F. Raksi, J. A.
 Squier, B. C. Walker, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty,
*"Picosecond-milliangström lattice dynamics measured by ultrafast X-ray
 diffraction"*,
 Nature 398, 310, (1999)

- [Rou01] A. Rousse, C. Rischel, J.-C. Gauthier,
"Colloquium: Femtosecond x-ray crystallography",
 Review of modern physics 73, 17, (2001)

- [Rou01a] A. Rousse, C. Rischel, S. Fourmaux, I. Uschmann, S. Sebban, G. Grillon, P.
 Balcou, E. Förster, J. P. Geindre, P. Audebert, J.C. Gauthier, D. Hulin,
"Non-thermalmelting in semiconductors measured at femtosecond resolution",
 Nature 410, 65, (2001)

- [Rou04] A. Rousse, K. Ta Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S.
 Kiselev, F. Burgy, J.-P. Rousseau, D. Umstadter, D. Hulin,
*"Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic
 Laser-Plasma Interaction"*,
 Physical Review Letters 93, 135005, (2004)

- [Rou04a] A. Rousse,
*"Sources de rayonnement X ultrabref générées par interaction laser-matière
 et leurs applications"*,
 Habilitationsschrift, (2004)

- [Rou94] A. Rousse, P. Audebert, J. P. Geindre, F. Fallie, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz,
 G. Grillon, A. Antonetti.,
"Efficient K_{α} x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas",
 Physical Review E 50, 2200, (1994)

- [Sal02] D. Salzmann, C. Reich, I. Uschmann, E. Förster, P. Gibbon,
“Theory of $K\alpha$ generation by femtosecond laser-produced hot electrons in thin foils”,
 Physical Review E 65, 36402, (2002)
- [Sal76] S. I. Salem, P. L. Lee,
“Experimental widths of K and L X-Ray lines”,
 Atomic Data and Nuclear Data tables 18, 233, (1976)
- [Sch00] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents, M. S. Zolotorev,
“Generation of Femtosecond Pulses of Synchrotron Radiation”,
 Science 287, 2237, (2000)
- [Sch00a] R. W. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, W. P. Leemans, C. V. Shank, A. Zholents, M. Zolotorev,
“Generation of femtosecond X-ray pulses via laser-electron beam interaction”,
 Applied Physics B 71, 1, (2000)
- [Sch96] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, C. V. Shank,
“Femtosecond x-ray Pulses at 0.4 Å Generated by 90° Thomson Scattering: A Tool for Probing the Structural Dynamics of Materials”,
 Science 274, 236, (1996)
- [Sch99] Th. Schlegel, S. Bastiani, L. Gremillet, J.-P. Geindre, P. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Lefebvre, G. Bonnaud, J. Delettrez,
“Comparison of measured and calculated x-ray and hot-electron production in short-pulse lasersolid interactions at moderate intensities”,
 Physical Review E 60, 2209, (1999)
- [Ser07] C. G. Serbanescu, J. A. Chakera, R. Fedosejevs,
“Efficient K_{α} x-ray source from submillijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate”,
 Review of Scientific Instruments 78, 103502, (2007)
- [She01] Q. Shen,
“X-ray Flux, Brilliance and Coherence of the Proposed Cornell Energy-recovery Synchrotron Source”,
 Chess Technical Memo, Cornwell University, (2001)
- [Shy07] U. Shymanovich, M. Nicoul, J. Blums, K. Sokolowski-Tinten, A. Tarasevitch, T. Wietler, M. Horn von Hoegen, D. von der Linde,
“Diffraction of strongly convergent X-rays from picosecond acoustic transients”,
 Applied Physics A 87, 7, (2007)
- [Shy08] U. Shymanovich, M. Nicoul, K. Sokolowski-Tinten, A. Tarasevitch, C. Michaelsen, D. von der Linde,
“Characterization and comparison of X-ray focusing optics for ultrafast X-ray

- diffraction experiments*”,
Applied Physics B 92, 493, (2008)
- [ShyDis] U. Shymanovich,
“*Direct observation of ultrafast atomic motion using time-resolved X-ray diffraction*”,
Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [Sil07] M. Silies, S. Linden, H. Witte, H. Zacharias,
“*The dependence of the Fe K α yield on the chirp of the femtosecond exciting laser pulse*”,
Applied Physics B 87, 623, (2007)
- [Sjö03] A. Sjögren, M. Harbst, C.-G. Wahlström, S. Svanberg, C. Olsson,
“*High-repetition-rate, hard x-ray radiation from a laser-produced plasma: Photon yield and application considerations*”,
Review of Scientific Instruments 74, 2300, (2003)
- [Soh06] F. Sohbatzadeh, S. Mirzanejhad, M. Ghasemi,
“*Electron acceleration by a chirped Gaussian laser pulse in vacuum*”,
Physics of plasmas 13, 123108, (2006)
- [Sok01] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich, A. Tarasevitch, M. Horn von Hoegen, D. von der Linde, A. Cavalleri, J. Squier, M. Kammler,
“*Femtosecond X-Ray Measurement of Ultrafast Melting and Large Acoustic Transients*”,
Physical Review Letters 87, 22501, (2001)
- [Sok02] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, and D. von der Linde,
“*Ultrafast Time-Resolved X-ray Diffraction*”,
AIP Conference Proceeding 634, 11, (2002)
- [Sok03] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, I. Uschmann, E. Förster, M. Horn-von-Hoegen, D. von der Linde,
“*Femtosecond X-ray measurement of coherent lattice vibrations near the Lindemann stability limit*”,
Nature 422, 287, (2003)
- [Sok04] K. Sokolowski-Tinten, D. von der Linde,
“*Ultrafast phase transitions and lattice dynamics probed using laser-produced X-ray pulses*”,
Journal of Physics Condensed Matter 16, 1517, (2004)
- [Spe91] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbet,
“*60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*”,
Optics Letters, 16, 42, (1991)
- [Sun02] S. Sundaram, E. Mazur,
“*Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses*”,

Nature materials 1, 217, (2002)

- [TaP03] K. Ta Phuoc, A. Rousse, M. Pittman, J. P. Rousseau, V. Malka, S. Fritzler, D. Umstadter, D. Hulin,
„X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma”,
Physical Review Letters, 91, 195001, (2003)
- [TaP05] K. Ta Phuoc, F. Burgy, J.-P. Rousseau, V. Malka, A. Rousse, R. Shah, D. Umstadter, A. Pukhov, S. Kiselev,
“Laser based synchrotron radiation”,
Physics of Plasma 12, 023101, (2005)
- [TaP05a] K. Ta Phuoca, F. Burgy, J.-P. Rousseau, A. Rousse,
“Nonlinear Thomson scattering from relativistic laser plasma Interaction”,
The European Physical Journal D, 33, 301, (2005)
- [TaP06] K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, A. Rousse,
“Imaging Electron Trajectories in a Laser-Wakefield Cavity Using Betatron X-Ray Radiation”,
Physical Review Letters 97, 225002, (2006)
- [Tar00] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, P. Balcou, G. Rey, J. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel, W. Theobald,
“Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses“,
Physical Review A, 62, 023816, (2000)
- [Tas94] G. Tas and H. J. Maris,
“Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics”,
Physical Review B 49, 015046, (1994)
- [Tho03] A. Thoss, M. Richardson, G. Korn, M. Faubel, H. Stiel, U. Vogt, T. Elsaesser,
“Kilohertz sources of hard x rays and fast ions with femtosecond laser plasmas”,
Journal Optical Society of America B 20, 224, (2003)
- [Tho84] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Mark. J. Tauc, and J. Hauser,
“Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses”,
Physical Review Letters 53, 989, (1984)
- [Tho86] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc,
“Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses”,
Physical Review B 34, 4129, (1986)
- [Tom06] R. Tommasini, R. Bruch, E. Fill, A. Bjeoumikhov,
“Convergent-beam diffraction of ultra-short hard X-ray pulses focused by a capillary lens”,
Applied Physics B 82, 519, (2006)

- [Tre97] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, D. J. Kane,
"Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating",
 Review of Scientific Instruments 68, 3277, (1997)
- [Usc05] I. Uschmann, U. Nothelle, E. Förster, V. Arkadiev, N. Langhoff, A. Antonov, I. Grigorieva, R. Steinkopf, A. Gebhardt,
"High efficiency, high quality x-ray optic based on ellipsoidally bent highly oriented pyrolytic graphite crystal for ultrafast x-ray diffraction experiments",
 Applied Optics 44, 5069, (2005)
- [UscDis] I. Uschmann,
"Beiträge zur Röntgendiagnose laserinduzierter Plasmen mit gebogenen Kristallen",
 Dissertation, Universität Jena (1991)
- [vdL01] D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, Ch. Blome, C. Dietrich, P. Zhou, A. Tarasevitch, A. Cavalleri, C.W. Siders, J.A. Squier , C.P.J. Barty, K. R. Wilson, I. Uschmann, E. Förster,
"Generation and application of ultrashort X-ray pulses",
 Laser and Particle Beams 19, 15, (2001)
- [vdL01a] D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich, A. Tarasevitch, A. Cavalleri, J. A. Squier,
"'Ultrafast' Extended to X-rays: Femtosecond Time-Resolved X-ray Diffraction",
 Zeitschrift für Physikalische Chemie 215, 1527, (2001)
- [vdL03] D. von der Linde,
"A picosecond view of melting",
 Science 302, 1345, (2003)
- [vdL03a] D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten,
"X-ray Diffraction Experiments with Femtosecond Time Resolution",
 Journal of Modern Optics 50, 683, (2003)
- [vKS07] C. von Korff Schmising, M. Bargheer, M. Kiel, N. Zhavoronkov, M. Woerner, T. Elsaesser, I. Vrejoiu, D. Hesse, M. Alexe,
"Accurate time delay determination for femtosecond X-ray diffraction experiments",
 Applied Physics B 88, 1, 2007
- [vKS07a] C. v. Korff Schmising, M. Bargheer, M. Kiel, N. Zhavoronkov, M. Woerner, T. Elsaesser, I. Vrejoiu, D. Hesse, M. Alexe,
"Coupled Ultrafast Lattice and Polarization Dynamics in Ferroelectric Nanolayers",
 Physical Review Letters 98, 257601, (2007)
- [WilDis] T. Wilhein,

“Gedünnte CCDs: Charakterisierung und Anwendung im Bereich weicher Röntgenstrahlung”,
Dissertation, Universität Göttingen (1994)

- [Wri01] O. B. Wright, B. Perrin, O. Matsuda, and V. E. Gusev,
“Ultrafast carrier diffusion in gallium arsenide probed with picosecond acoustic pulses”,
Physical Review B 64, 081202, (2001)
- [Wri94] O. B. Wright,
“Ultrafast nonequilibrium stress generation in gold and silver”,
Physical Review B 49, 9985, (1994)
- [Wri95] O. B. Wright and V. E. Gusev,
“Acoustic generation in crystalline silicon with femtosecond optical pulses”,
Applied Physical Letters 66, 1190, (1995)
- [www01] Physical properties of semiconductors,
<http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>
- [www02] Janos Technologie, Knowledge Center,
<http://www.janostech.com/>
- [www03] INRAD,
<http://www.inrad.com/>
- [www04] Center for X-ray Optics,
http://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html
- [www05] Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung (BESSY), The femtosecond x-ray slicing source at BESSY
http://www.bessy.de/front_content.php?idart=734
- [www06] Swiss Light Source, Femto
http://sls.web.psi.ch/view.php/lsg/group_femto/group_femto_home.html
- [www07] Sub-Picosecond Puls source
<http://www-ssrl.slac.stanford.edu/jbh/>
- [www08] Linac Coherent Light Source
<http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/>
- [www09] Spring-8 Compact SASE Source
<http://www-xfel.spring8.or.jp/>
- [www10] XFEL
<http://xfelinfo.desy.de/de/start/2/index.html>
- [Yof80] E. J. Yoffa,
“Dynamics of dense laser-induced plasmas”,
Physical Review B 21, 2415, (1980)

- [Yos98] M. Yoshida, Y. Fujimoto, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, K. Kondo, M. Ohtani, H. Tsunemi,
„*Generation of picosecond hard x rays by tera watt laser focusing on a copper target*“,
Applied Physics Letter 73, 2393, (1998)
- [You82] J. F. Young and H. M. van Driel,
„*Ambipolar diffusion of high-density electrons and holes in Ge, Si, and GaAs: Many-body effects*“,
Physical Review B 26, 2147, (1982)
- [Yu99] P. Yu, M. Cordona
„*Fundamentals of Semiconductors, Physics and Materials Properties*“
Springer Verlag, Berlin, 2. Auflage, (1999)
- [Yu00] L.-H. Yu, M. Babzien, I. Ben-Zvi, L. F. DiMauro, A. Doyuran, W. Graves, E. Johnson, S. Krinsky, R. Malone, I. Pogorelsky, J. Skaritka, G. Rakowsky, L. Solomon, X. J. Wang, M. Woodle, V. Yakimenko, S. G. Biedron, J. N. Galayda, E. Gluskin, J. Jagger, V. Sajaev, I. Vasserman,
„*High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser*“,
Science 289, 932, (2000)
- [Zah05b] N. Zhavoronkov, M. Bargheer, Y. Gritsai, M. Woerner, T. Elsaesser,
„*Microfocus Cu-K α source for femtosecond X-ray science*“,
Optics Letters 30, 1737, (2005)
- [Zew96] A. H. Zewail.
„*Femtochemistry: Recent Progress in Studies of Dynamics and Control of Reactions and their Transition States*“,
Journal of Physical Chemistry, 100:12701, 1996
- [Zha04] N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, G. Korn, T. Elsaesser,
„*Ultra-short efficient laser-driven hard X-ray source operated at a kHz repetition rate*“,
Applied Physics B 79, 663, (2004)
- [Zha05] J. Zhang, Y. T. Li, Z. M. Sheng, Z. Y. Wei, X. Dong, Q. L. Lu,
„*Generation and propagation of hot electrons in laser-plasmas*“,
Applied Physics B 80, 957, (2005)
- [Zha05a] N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, M. Bargheer, M. Woerner, T. Elsaesser,
„*Generation of ultrashort Ka radiation from quasipoint interaction area of femtosecond pulses with thin foils*“,
Applied Physics Letters 86, 244107, (2005)
- [Zho99] A. Zholents, P. Heimann, M. Zolotarev, J. Byrd,
„*Generation of subpicosecond X-ray pulses using RF orbit deflection*“,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 425, 385, (1999)
- [ZhoDis] P. Zhou,

Literaturverzeichnis

*„Erzeugung ultrakurzer infraroter Lichtimpulse durch
Differenzfrequenzmischung“*,
Dissertation, Universität Essen (1995)

- [Zie02] Ch. Ziener, I. Uschmann, G. Stobrawa, Ch. Reich, P. Gibbon, T. Feurer, A. Morak, S. Düsterer, H. Schwöerer, E. Förster, R. Sauerbrey,
*“Optimization of $K\alpha$ bursts for photon energies between 1.7 and 7 keV
produced by femtosecond-laser-produced plasmas of different scale length”*,
Physical Review E 65, 066411, (2002)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen denjenigen danken, die durch ihre tatkräftige Unterstützung jedweder Art zum Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke:

Herrn Prof. Dr. Dietrich von der Linde für die Aufgabenstellung, das neue kHz-Röntgenprojekt verwirklichen zu können und die Ideen und Vorschläge, die in fruchtbaren Besprechungen erarbeitet wurden, um das Projekt und mich voranzutreiben,

Frau Prof. Dr. Marika Schleberger für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens,

dem kHz-Team, allen voran Dr. Ping Zhou, Dr. Oliver Heinz und Manuel Ligges, für ihre Hilfe gleich welcher Art, die die Laborarbeit vorangetrieben hat,

ebenso dem 10-Hz-Röntgenteam, namentlich Dr. Klaus Sokolowski-Tinten, Dr. Uladzimir Shymanovich und Matthieu Nicoul, die mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen, wenn es darum ging Erkenntnisse umzusetzen oder Ergebnisse zu deuten,

allen Lektoren dieser Arbeit für die raschen hilfreichen Korrekturvorschläge und Kommentare,

Doris , Michael und Bernd für die Unterstützung bei mechanischen und elektrotechnischen Problemen,

meinen Freunden Amin, Christian, Hatice und Markus für die seelische Unterstützung während der Arbeit und

meinen Eltern und meiner Freundin Andrea für jeglichen Beistand während dieser Arbeit.